

VIII SEMINARIUM I WARSZTATY

ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Należów, 17-20.06.2007

ZN-8



8th SEMINAR & WORKSHOP
APPLICATIONS OF SUPERCONDUCTORS

AoS-8



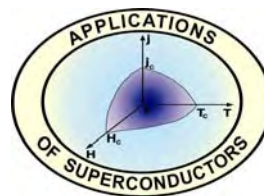
Lublin 2008

Redakcja (Editors)

Tadeusz Janowski
Paweł Surdacki



ZN-8



AoS-8

Centrum Doskonałości

Zastosowań Technologii Nadprzewodnikowych i Plazmowych w Energetyce
ASPPECT

Politechnika Lubelska

Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii

Centre of Excellence

for the Application of Superconducting and Plasma Technologies in Power Engineering
ASPPECT

Lublin University of Technology

Institute of Electrical Engineering and Electrotechnologies

ul. Nadbystrzycka 38a, 20-618 Lublin

tel./fax 081 5384 289

<http://ipee.pollub.pl/>

e-mail: p.surdacki@pollub.pl

ISBN 978-83-61301-15-8

Lublin 2008

Wydawnictwo Liber Duo

ul. Długa 5, Lublin

tel./fax 081-442-54-44



Organizatorzy (Organizers)

Centrum Doskonałości Zastosowań Technologii
Nadprzewodnikowych i Plazmowych w Energetyce ASPPECT
Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej
Oddział Lubelski Polskiego Towarzystwa Elektrotechniki Teoretycznej i Stosowanej
Lubelskie Towarzystwo Naukowe
Komitet Elektrotechniki Polskiej Akademii Nauk, Sekcja Elektrotechnologii
Sekcja Przemysłu Elektrotechnicznego
Zarządu Głównego Stowarzyszenia Elektryków Polskich
Instytut Elektrotechniki w Warszawie

Komitet Naukowy (Scientific Committee)

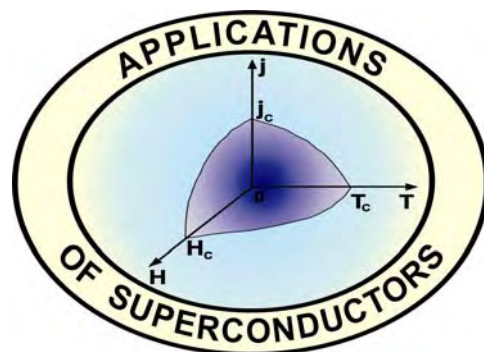
Antoni Cieśla (Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków)
Marian Cizek (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław)
Gordon B. Donaldson (University of Strathclyde, Glasgow, UK)
Bartek A. Głowacki (University of Cambridge, UK)
Bogusław Grzesik (Politechnika Śląska, Gliwice)
Tadeusz Janowski (Politechnika Lubelska)
Jan Leszczyński (Politechnika Łódzka)
Bolesław Mazurek (Instytut Elektrotechniki, Wrocław)
Andrzej Morawski (Instytut Wysokich Ciśnień „Unipress” PAN, Warszawa)
Ryszard Palka (Politechnika Szczecińska)
Krzysztof Rogacki (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław)
Andrzej Siemko (CERN, Geneva, Switzerland)
Jacek Sosnowski (Instytut Elektrotechniki, Warszawa)
Henryka D. Stryczewska (Politechnika Lubelska)
Bronisław Susła (Politechnika Poznańska)
Jan K. Sykulski (University of Southampton, UK)
Andrzej Wac-Włodarczyk (Politechnika Lubelska)
Kazimierz Zakrzewski (Politechnika Łódzka)
Andrzej Zaleski (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław)

Komitet Organizacyjny (Organizing Committee)

Tadeusz Janowski – przewodniczący (chairman)
Paweł Surdacki
Renata Galat



ZN-8



AoS-8



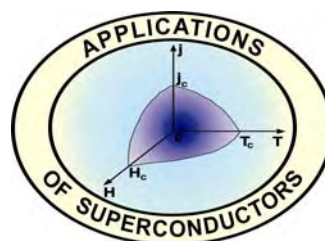
SPIS TREŚCI

Wprowadzenie	Tadeusz JANOWSKI, Paweł SURDACKI	7
1. Wiesław Marek WOCH	Thallium based superconductors for both power industry and superconductor digital electronics	13
2. Marian CISZEK, Osami TSUKAMOTO	Rozpraszanie energii magnetycznej w cienkowarstwowych nadprzewodzących taśmach kompozytowych na bazie YBCO-123	23
3. Jacek SOSNOWSKI	Modelowanie właściwości materiałów nadprzewodnikowych	32
4. Jacek SOSNOWSKI	Zagadnienia strat mocy w taśmach nadprzewodnikowych	42
5. Daniel DOPIERAŁA, Leszek WOŹNY, Anna KISIEL	Detekcja sygnałów emisji akustycznej podczas syntezy $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$	52
6. Leszek WOŹNY, Anna KISIEL, Piotr WAWRZYNIAK	Oddziaływanie pomiędzy nadprzewodnikiem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ i magnesem trwałym	58
7. Bogusław GRZESIK, Tadeusz JANOWSKI, Roman KOLANO, Mariusz STĘPIEŃ	Wpływ niesymetrii na kształt pola magnetycznego w toroidalnym transformatorze HTS	66
8. Antoni CIEŚLA, Wojciech KRASZEWSKI, Mikołaj SKOWRON,	Zastosowanie elektromagnesu nadprzewodnikowego do biostymulacji przedświejnej nasion silnym polem magnetycznym	72
9. Michał MOSIĄDZ, Marcin ORZEPOWSKI	Zastosowanie czujnika SQUID w kriogenicznym komparatorze rezystancji	80
10. Grzegorz WOJTASIEWICZ	Zastosowanie nadprzewodników w fizyce cząstek elementarnych w CERN	90

11. Janusz KOZAK	
Testy głównych elektromagnesów nadprzewodnikowych LHC	98
12. Beata KONDRATOWICZ-KUCEWICZ	
Elektromagnes z uzwojeniem Bi-2223 dla modelu SMES'a	104
13. Leszek JAROSZYŃSKI, Dariusz CZERWIŃSKI	
Modelowanie numeryczne elementów nadprzewodnikowych	112
14. Dariusz CZERWIŃSKI, Leszek JAROSZYŃSKI	
Analiza numeryczna pola elektromagnetycznego w przepustach prądowych HTS z uwzględnieniem zjawiska histerezy	122
Lista uczestników Seminarium i Warsztatów Naukowych ZN-7	129



ZN-8



AoS-8



WPROWADZENIE

W dniach 17-20 czerwca 2007 r. już po raz ósmy odbyły się Seminarium i Warsztaty Naukowe „Zastosowania Nadprzewodników ZN-8”. Miejszem spotkania było Centrum Szkoleniowo-Wypoczynkowe „Energetyk” w Nałęczowie, a organizatorami - Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii PL wraz z Centrum Doskonałości ASPPECT oraz Oddział Lubelski PTETiS i Wydział IV Nauk Technicznych Lubelskiego Towarzystwa Naukowego. W pracach Komitetu Organizacyjnego brali udział: prof. Tadeusz Janowski (przewodniczący), dr inż. Paweł Surdacki i mgr Renata Gałat.

W skład Komitetu Naukowego weszli profesorowie: Bartłomiej Głowacki (University of Cambridge, UK), Antoni Cieśla (AGH, Kraków), Gordon Donaldson (University of Strathclyde, Glasgow), Jan Sykulisz (University of Southampton), Bogusław Grzesik (Politechnika Śląska), Bolesław Mazurek (Instytut Elektrotechniki i Politechnika Wrocławska), Andrzej Morawski (Instytut Wysokich Ciśnień PAN „Unipress”), Ryszard Pałka (Politechnika Szczecińska), Andrzej Siemko (CERN, Geneva), Jacek Sosnowski (Instytut Elektrotechniki, Warszawa), Bronisław Susła (Politechnika Poznańska), Tadeusz Janowski, Henryka D. Stryczewska i Andrzej Wac-Włodarczyk (Politechnika Lubelska), Jan Leszczyński i Kazimierz Zakrzewski (Politechnika Łódzka) oraz Marian Cisek, Krzysztof Rogacki i Andrzej Zaleski (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych, Wrocław).

W sesjach seminarium i warsztatów referaty wygłosili naukowcy z Politechniki Łódzkiej, Poznańskiej, Śląskiej, Wrocławskiej, Akademii Górniczo-Hutniczej, Instytutu Elektrotechniki w Warszawie, Instytutu Wysokich Ciśnień PAN „Unipress” w Warszawie, Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych we Wrocławiu, Międzynarodowego Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur we Wrocławiu, a także pracownicy Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej oraz Pracowni Technologii Nadprzewodnikowych IEL w Lublinie.

Podczas czterech sesji seminarium, w którym wzięło udział 37 osób, zaprezentowano 21 referatów naukowych. Sesja pierwsza dotyczyła m.in. zagadnień właściwości nadprzewodników wysokotemperaturowych YBCO i metod zwiększania ich prądu krytycznego, badań nadprzewodników z wykorzystaniem metod mikroskopii skaningowej i emisji akustycznej oraz oddziaływania na nich magnesów trwałych. Druga sesja poświęcona była głównie nowym metodom wytwarzania i poprawy parametrów krytycznych proszków i drutów z dwuborku magnezu, którego właściwość nadprzewodzenia odkryto zaledwie kilka lat temu. Trzecia sesja dotyczyła badań wybranych zastosowań nadprzewodników silnoprądowych w transformatorze, separatorze magnetycznym i do biostymulacji nasion silnym polem magnetycznym, zaś nadprzewodników słaboprądowych - w czujniku opartym na nadprzewodnikowym interferometrze kwantowym wykorzystanym w metrologii jako kriogeniczny komparator rezystancji. W czwartej sesji seminarium zaprezentowano różne podejścia do modelowania

właściwości oraz pomiaru i obliczania strat energetycznych silnoproudowych materialów jak i taśm wykonanych z nadprzewodników wysokotemperaturowych YBCO i BSCCO.

W części warsztatowej spotkania dodatkowo wzięło udział, oprócz uczestników seminarium, 11 dyplomantów Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii PL, wykonujących prace magisterskie z zakresu zastosowań nadprzewodnictwa oraz członków Koła Naukowego „Sonda”, specjalizujących się w powyższej problematyce. W tegorocznych warsztatach wysłuchali oni wykładów i referatów przygotowanych głównie przez członków zespołu badawczego Centrum Doskonałości Zastosowań Technologii Nadprzewodnikowych i Plazmowych w Energetyce ASPPECT, kierowanego przez prof. dr hab. inż. Tadeusza Janowskiego oraz prof. PL dr hab. inż. Henrykę D. Stryczewską. Zespół badawczy składa się z pracowników Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej oraz Pracowni Technologii Nadprzewodnikowych Instytutu Elektrotechniki w Warszawie.

Pierwszą sesję warsztatów naukowych otworzył zaproszony wykład prof. Bartłomieja Głowackiego z Interdyscyplinarnego Centrum Badawczego Nadprzewodnictwa Uniwersytetu w Cambridge (Wielka Brytania). Podczas wykładu przedstawione zostały korzyści wykorzystania przewodu z nadprzewodnikowego dwuborku magnezu do budowy cewek nowego typu reaktora termionuklearnego. Koncepcja reaktora, stanowiąca modyfikację rozpoczętego już długofalowego projektu ITER, polega na produkcji wodoru - przyszłościowego paliwa jak i kriogenicznego płynu chłodzącego elementy nadprzewodnikowe, równocześnie z wytwarzaniem energii elektrycznej. W dwóch następnych referatach, zaprezentowanych przez naukowców z Centrum ASPPECT, którzy niedawno zakończyli kontrakty badawcze (dwuletni i roczny) w Europejskim Centrum Badań Jądrowych CERN w Genewie, przedstawiono prace konstrukcyjne nad zastosowaniem nadprzewodników w eksperymentach fizyki cząstek elementarnych, jak też opisano prowadzone przez nich testy elektromagnesów nadprzewodnikowych. Przygotowywane eksperymenty będą bazować na mającym 27 km obwodu akceleratorze cząstek elementarnych LHC (Large Hadron Collider), którego ostatni etap montażu przed pierwszym uruchomieniem jest obecnie na ukończeniu.

W kolejnych referatach pierwszej sesji warsztatów naukowych zaprezentowano zagadnienia modelowania numerycznego silnoproudowych elementów nadprzewodnikowych i ich stabilności w urządzeniach energetycznych. Większość referatów drugiej sesji dotyczyła różnych aspektów badań nadprzewodnikowych ograniczników prądu zwarcia, w tym: analizy schematów zastępczych ograniczników, kryteriów doboru materiałów nadprzewodnikowych, ograniczeń w budowie ograniczników na duże prądy zwarcia oraz analizy ich kosztów materiałowych. Tematykę silnoproudowych urządzeń nadprzewodnikowych dopełnił referat opisujący zbudowany w ramach projektu badawczego IPEE PL elektromagnes z uzwojeniem Bi-2223 przeznaczony do konstruowanego modelu nadprzewodnikowego magnetycznego zasobnika energii.

Podczas seminarium i warsztatów ZN-8 odbywały się pokazy fragmentów profesjonalnego filmu o nadprzewodnictwie i jego zastosowaniach, nakręcanego w ciągu ostatnich trzech lat przez prof. B. Głowackiego z Uniwersytetu w Cambridge we wszystkich wiodących ośrodkach światowych, zajmujących się tą tematyką, w tym również w lubelskim Centrum Doskonałości ASPPECT. Towarzyszyły im konsultacje merytoryczne i metodyczne, również dzięki którym film planowany do rozpowszechnienia

na całym świecie stał się niezwykle atrakcyjnym i cennym wprowadzeniem studentów i młodych naukowców w problematykę nadprzewodnictwa i jego zastosowań.

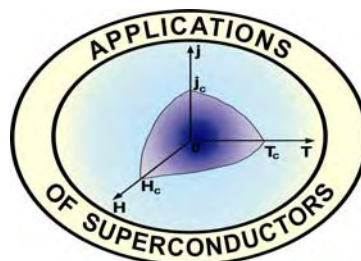
W programie towarzyszącym sesjom naukowym znalazła się wycieczka do Janowca i Kazimierza. Uczestnicy zwiedzili późnorenansowy zamek Tarłów, Firlejów i Lubomirskich w Janowcu, dwór rodziny Zembruskich z XVIII wieku przeniesiony z Moniak k. Urzędowa oraz XIX-wieczny spichlerz i stodołę z wystawą etnograficzną, zawierającą dawne sprzęty gospodarcze, rybackie i rolnicze. Po zejściu ze stromej skarpy zamkowej uczestnicy przeszli do przystani, skąd wyruszyli na rejs statkiem po Wiśle obfitujący malowniczymi widokami i bufetem. Po dotarciu do Kazimierza Dolnego mieli możliwość poznać uroki tego renesansowego miasteczka. Seminarium i Warsztaty ZN-8 zakończyły się wieczornym piknikiem i ogniskiem, umożliwiającym zacieśnienie kontaktów pomiędzy uczestnikami spotkania.

Streszczenia 30 referatów zaprezentowanych na VIII Seminarium i Warsztatach Naukowych ZN-8 w Nałęczowie ukazały się w osobnych materiałach konferencyjnych, natomiast niniejsze opracowanie pokonferencyjne zawiera pełne wersje dostarczonych prac, obejmujących zarówno referaty naukowe jak też i wykłady warsztatowe z problematyki zastosowań nadprzewodników.

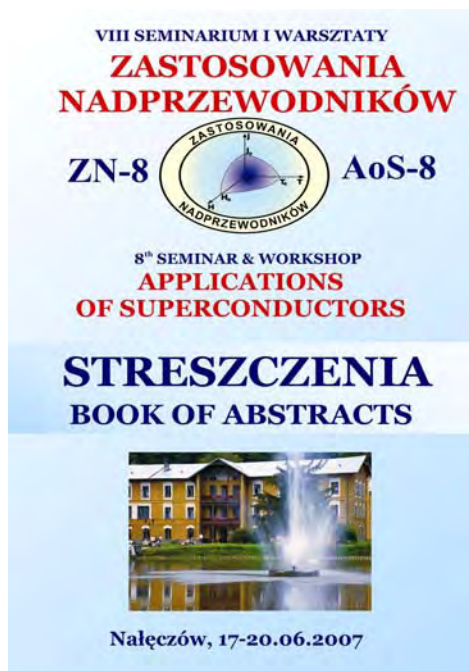
Tadeusz Janowski, Paweł Surdacki



ZN-8



AoS-8



Fot. 1. Uczestnicy Seminarium ZN-8 przed CSW Energetyk w Nałęczowie



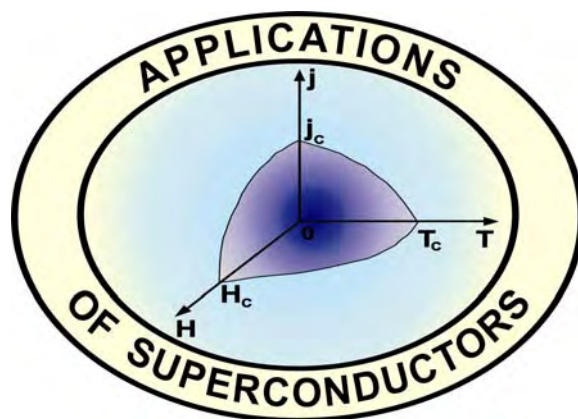
Fot. 2. Na sali obrad Seminarium ZN-8



Fot. 3. Uczestnicy Seminarium i Warsztatów ZN-8 przed dworem w Janowcu



ZN-8



AoS-8



THALLIUM BASED SUPERCONDUCTORS FOR BOTH POWER INDUSTRY AND SUPERCONDUCTOR DIGITAL ELECTRONICS

Wiesław Marek WOCH

AGH University of Science and Technology, Faculty of Physics and Applied Computer Science, Solid State Physics Department, al. Mickiewicza 30, 30 – 059 Kraków
wmwoch@agh.edu.pl

Abstract: The temperature and the applied magnetic field dependence of the critical currents, the width of the resistive transition to the superconducting state and the irreversibility fields are presented for the following thallium based superconductors: $Tl_{0.6}Pb_{0.24}Bi_{0.16}Sr_{1.8}Ba_{0.2}Ca_2Cu_3O_y$ film on single-crystalline lanthanum aluminate, c-axis oriented $Tl_{0.5}Pb_{0.5}(Sr_{0.85}Ba_{0.15})_2Ca_2Cu_3O_z$ thin films on untextured silver substrates and $(Tl_{0.5}Pb_{0.5})Sr_2(Ca_xGd_{1-x})Cu_2O_y$ bulk sample. The critical temperatures of these superconductors vary from 98 K for $(Tl_{0.5}Pb_{0.5})Sr_2(Ca_{0.7}Gd_{0.3})Cu_2O_y$ to 115 K for $Tl_{0.5}Pb_{0.5}(Sr_{0.85}Ba_{0.15})_2Ca_2Cu_3O_z$ films. The highest critical current $J_c=0.5 \cdot 10^6$ A/cm² at 77 K was achieved for $Tl_{0.6}Pb_{0.24}Bi_{0.16}Sr_{1.8}Ba_{0.2}Ca_2Cu_3O_y$ film on single-crystalline lanthanum aluminate. It means that this compound is a good candidate for producing of coated conductors. In turn the c-axis oriented $Tl_{0.5}Pb_{0.5}(Sr_{0.85}Ba_{0.15})_2Ca_2Cu_3O_z$ thin films on untextured silver substrates which have $J_c= 11.4 \cdot 10^3$ A/cm² at 77 K can be easily switched from superconducting to normal state in the field of the several Oersteds. Those superconductors could be used for manufacturing of microwave devices.

Keywords: Thallium superconductors, critical currents, irreversibility fields

1. INTRODUCTION

The thallium base superconductors are the one of the more interesting copper based superconductors. Their critical temperatures, critical currents and irreversibility fields could vary in the wide ranges. The layered crystal structure of these superconductors with very thin superconducting copper oxide planes leads to a strong anisotropic behaviour. There are some different phases of the thallium based superconductors like Tl-1223 [1-9], Tl-2212 [10-14], Tl-2223 [15] and Tl-1212 [16-19]. Especially, thin films of these superconductors have potential applications in high current lines (coated conductors), magnetic shields, switches, resonators for microwave filters, microwave guide and antennas [20, 21].

Nevertheless the problems of the volatility of thallium at high temperatures must be taken into account in producing of large current coated conductors.

In this paper we have focused our attention on the critical currents, the irreversibility lines and the width of the resistance transition of Tl-1223 thin films and the bulk Tl-1212 phase.

2. THEORETICAL BACKGROUND

The vortex motion is very important for both the fundamental physics and the applications of the superconductors. In HTS the vortices can be moved if the applied magnetic field exceeds the irreversibility field at the certain temperature. The border line which separates the superconducting vortex glass structure from the liquid vortex state define the irreversibility line and it could be written by the following equation [22-24]:

$$H_{irr} = H_0 \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^n, \quad (1)$$

where H_0 is the irreversibility field at 0 K and T_c is the critical temperature. Originally, the exponent n was determine to be 1.5 but it may vary from 1.2 to even 4. It depends on some properties of a superconductor.

The applied magnetic field usually broadens the resistive transition and this dependences could be described by the equation [3, 25]:

$$\Delta T = CH^m + \Delta T_0, \quad (2)$$

where the width of the resistive transition was usually defined by the formula: $\Delta T = T_{90\%} - T_{10\%}$, $m=1/n$ and originally should be 2/3 but it also depends on some properties of a superconductor. ΔT_0 is the width of the resistive transition at zero applied magnetic field and a coefficient C depends on the critical current at zero magnetic field and on the critical temperature.

The transport critical current flows through the grains as well as through the inter-grain links which can be treated as the Josephson junctions. The critical current is limited by the weakest junctions on the current percolative path. According to the Ginzburg-Landau strong coupling limit approach, the critical current varies with temperature as shown in the equation [25]:

$$J_c = J_{c0} \left(1 - \frac{T}{T_{c0}} \right)^n, \quad (3)$$

where T_{c0} is the temperature at which the whole sample stayed superconducting and it depends on the applied magnetic field. J_{c0} is the critical current at 0 K. The exponent n is the same as in Eq.(1).

The influence of the applied magnetic field on the critical current could be described by the two critical state models. The first one is the Kim critical state model which has the form of power equation [27]:

$$J_c = J_{c0} \left[1 - \left(\frac{H}{H_k} \right)^\alpha \right]^{-1}, \quad (4)$$

where J_{c0} is the critical current at zero magnetic field, H_k and α are the material parameters depending on the intrinsic sample properties. The second critical state model has the exponential form which was derived from the percolation theory [28]. This percolation model yields a universal equation of the form:

$$J = J_{c0} \left[\exp \left(- \frac{H}{H_e} \right) + \beta \right], \quad (5)$$

where J_{c0} is the critical current at zero magnetic field, H_e and β are the phenomenological parameters connected with weak link network properties.

This set of equations will be used to check what theoretical approach account best for the experimental data.

3. EXPERIMENTAL

3.1. Samples preparation

Undoped thallium based superconductors are difficult to prepare in phase pure form. An additional difficulty in the preparation of all thallium based superconductors is the volatility of Tl_2O . Partial substitution of Ba by Sr and doping with PbO, Bi_2O_3 into the insulating Tl layer provided considerable improvements in the fabrication of thallium base superconducting material.

The preparation of $(Tl_{0.6}Pb_{0.24}Bi_{0.16})(Ba_{0.1}Sr_{0.9})_2Ca_2Cu_3O_y$ film on (100) single-crystalline lanthanum aluminate substrate followed the published procedure [1]. Thallium-free precursors were made *via* the malic acid gel method. 2.294448 g PbO, 1.5967 g Bi_2O_3 , 2.1881 g $Ba(CH_3COO)_2$, 11.3820 g $SrCO_3$, 8.5742 g $CaCO_3$ and 25.6546 g $Cu(CH_3COO)_2 \cdot H_2O$ were dissolved in 100 ml concentrated acetic acid. The mixture was kept at its boiling temperature for one hour. Following cooling of the solution, 100 ml distilled water and 10 ml ammonia solution were added. 4.3075 g malic acid was added and the solution carefully heated on a hot-plate until a gel was formed. The gel was dried at 115 °C in vacuum (20 mbar) and calcined at 800 °C for 50 hours. The precursor powder was wet-milled in acetone using a centrifugal ball mill. The paste for screen-printing was obtained by adding 1 ml terpeneol to 5 g of the thallium-free calcined precursor powder. The paste was screen-printed on single crystalline (100) $LaAlO_3$ and dried at 130 °C. The organic binder was removed by heating to 800 °C in flowing oxygen (heating rate: 3 K/min). After cooling, a pressure of 200 MPa was applied uni-axially to the layer to improve its density. The dimensions of the specimen were 9 mm x 0.35 mm x 0.85 µm.

The sources for the *in-situ* thallination of the screen-printed film were prepared by adding the appropriate amount of Tl_2O_3 , needed for a starting composition of $(Tl_{0.6}Pb_{0.24}Bi_{0.16})(Ba_{0.1}Sr_{0.9})_2Ca_2Cu_3O_y$, to the calcined precursor material. The powders were thoroughly mixed by co-milling and then uni-axially compacted at 1 GPa into pellets with a diameter of 10 mm and a thickness of 1 mm. The disc was cut into four pieces. The parts were placed around the screen-printed film on the substrate. All parts were wrapped in a silver foil and sintered at 910 °C for 10 h in flowing oxygen. The heating rates were 3

K min⁻¹ up to 850 °C and 1 K min⁻¹ between 850 °C and 910 °C, the cooling rate was 1 K min⁻¹. The surface of the superconducting film was polished with a 0.04 µm SiO₂-suspension (OP-U Struers, Denmark) to remove the surface roughness.

A detailed description of the preparation and the characterization of (Tl_{0.5}Pb_{0.5})(Sr_{0.85}Ba_{0.15})₂Ca₂Cu₃O_z films on mechanically polished, untextured silver substrates has been published [29]. The silver substrates were first polished with a suspension of 1 µm Al₂O₃ powder, then with a suspension of 0.3 µm Al₂O₃ powder, followed by a 0.03 µm SiO₂ suspension. A suspension of the Tl-free precursor powder of appropriate amount of PbO, Ba(CH₃COO)₂, SrCO₃, CaCO₃ and Cu(CH₃COO)₂·H₂O was made via the malic acid gel method and dissolved in terpeneol in the same way as the previous film. The paste was applied via screen-printing onto the silver substrate. The coated silver was wrapped in silver foil together with a thallium source. The source consisted of a compacted mixture of Tl-free precursor material with the respective amount of Tl₂O₃. The samples were heated with 5 K min⁻¹ to 860 °C. The heating rate from 860 °C to the sintering temperature of 900 °C was 1 K min⁻¹. All heat treatment steps were carried out under flowing oxygen for 4 hours. Cooling rate was 5 K min⁻¹. The film was analysed by energy dispersive X-ray fluorescence spectroscopy (EDS) to learn about the overall composition of the superconducting material. The results point to a nominal overall composition of (Tl_{0.5}Pb_{0.5})(Sr_{0.85}Ba_{0.15})₂Ca₂Cu₃O_z within the error limits of the analytical method. The thickness of the superconducting film, determined by optical microscopy, was 1.8 µm, the width 0.7 mm and the length 2 mm.

For preparation of (Tl_{0.5}Pb_{0.5})Sr₂(Ca_{1-x}Gd_x)Cu₂O_z the stoichiometric amounts of SrCO₃, CaCO₃, Cu(CH₃COO)₂·H₂O and Gd₂O₃ were dissolved in acetic acid and then converted into a gel via the malic acid technique [17, 18]. After calcination of the gel at 900°C, Tl₂O₃ and PbO were added by co-milling. The powders were uni-axially compacted into discs. The discs were first wrapped in gold foil and then covered with silver foil together with a thallium source. The samples were heated to 895 °C at the rate of 3 K/min and kept at this temperature for 10 hours. The cooling rate was 3 K/min. Finally, the bulk superconductors (Tl_{0.5}Pb_{0.5})Sr₂(Ca_{1-x}Gd_x)Cu₂O_y with x=0, 0.05, 0.1, 0.2, 0.3 and 0.4 were prepared.

The overall composition of the bulk superconducting material was determined by atomic absorption spectroscopy after dissolving the samples in 30% nitric acid and proper dilution with water.

3.2. Apparatus and experimental procedures

X-ray diffraction (XRD) studies with Ni-filtered Cu-K_α radiation including pole-figure measurements were performed on an X'Pert instrument (Panalytical, Netherlands). Measurements of the resistance vs temperature for different values of the *d.c.* applied magnetic fields were carried out using the four point *a.c.* method. The applied *d.c.* magnetic field was produced by the copper solenoid that was sunk in liquid nitrogen bath. Electrical contacts were made by silver paint. The temperature from 77 K to 300 K was monitored by a Lake Shore temperature controller employing a chromel-gold + 0.07 % iron thermocouple with an accuracy of ± 0.05 K. A Stanford SR 830 lock-in nanovoltmeter served both as a source for *ac* currents with a frequency of 189 Hz and amplitudes up to 90 mA and as a voltage meter. The real and imaginary *ac* susceptibility as a function of *a.c.* magnetic field was measured for $H_{ac} \parallel a-b$ and $H_{ac} \parallel c$ by the standard mutual inductance bridge operating at the frequency of 189 Hz.

From the magnetoresistance measurements the two important values are obtained: the widths of the resistive transition vs applied magnetic fields and the irreversibility fields vs temperature. We assumed that the temperature at which the whole sample stayed superconducting and the resistance is zero separates the reversibility from irreversibility region. These temperatures were extracted from our magnetoresistance measurements.

The critical currents and the irreversibility fields were obtained using $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ criterion.

4. RESULTS AND DISCUSSION

4.1. $(\text{Ti}_{0.6}\text{Pb}_{0.24}\text{Bi}_{0.16})(\text{Ba}_{0.1}\text{Sr}_{0.9})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ film on (100) single-crystalline LaAlO_3

The X-ray diffraction and the pole figure measurements showed the excellent c -axis orientation as well as the alignment in the ab plane. Scanning electron micrography of the film showed a smooth surface with some crystallites protruding from the surface. The critical temperature of the film $T_{c,50\%} = 111.7 \text{ K}$ and the width of the transitions $\Delta T = T_{90\%} - T_{10\%} = 3.0 \text{ K}$ [3].

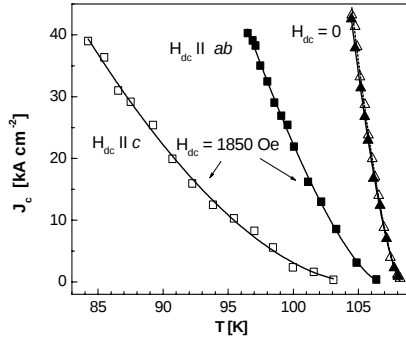


Fig. 1. The critical current vs temperature of the $(\text{Ti}_{0.6}\text{Pb}_{0.24}\text{Bi}_{0.16})(\text{Ba}_{0.1}\text{Sr}_{0.9})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ film on single-crystalline (100) lanthanum aluminate in the given $d.c.$ applied magnetic field: $H \parallel c$ -axis (opened squares) and $H \parallel ab$ plane (filled squares). Solid lines show the fittings to the Eq. (3)

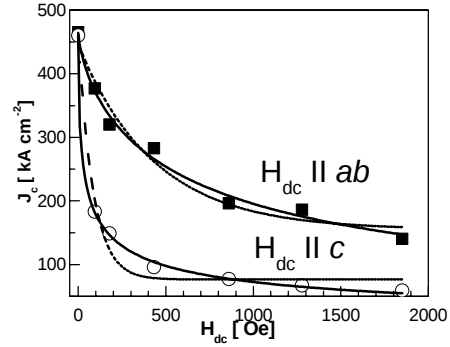


Fig. 2. The critical current densities of the $(\text{Ti}_{0.6}\text{Pb}_{0.24}\text{Bi}_{0.16})(\text{Ba}_{0.1}\text{Sr}_{0.9})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ film on single-crystalline (100) LaAlO_3 as a function of $d.c.$ applied magnetic field at 77 K for $H \parallel ab$ plane (filled squares) and $H \parallel c$ -axis (opened squares). The solid lines present fitting to the Eq. (4) and the dashed line to the Eq. (5)

The critical current was measured as a function of temperature for several values of the applied magnetic field. The critical current densities as the function of temperature for $H=0 \text{ Oe}$ and for $H=1850 \text{ Oe}$ parallel to the c -axis as well as to the ab plane are shown in the Fig. 1. One can observe that the increasing magnetic field parallel to the c -axis suppresses the critical current densities stronger than in ab plane. These dependencies were best fitted by the Eq. 3. The results which are shown in the Fig. 2 were obtained by the extrapolation to the 77 K. At zero magnetic field the critical current density was the order of $0.5 \cdot 10^6 \text{ A}/\text{cm}^2$.

The irreversibility fields as a function of reduced temperature were extracted from the magnetoresistance measurements and they are shown in Fig. 3. There is a distinct difference between the two directions of the applied magnetic fields. The irreversibility fields vs temperature were successfully fitted by the equation 1. The extrapolation to 77 K gave the

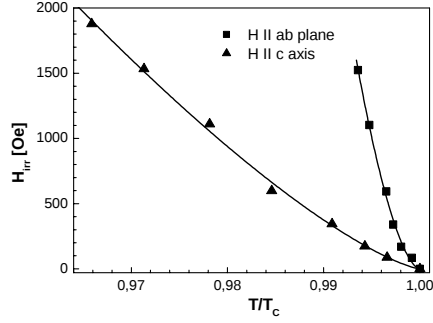


Fig. 3. The irreversibility field of the $(\text{Tl}_{0.6}\text{Pb}_{0.24}\text{Bi}_{0.16})(\text{Ba}_{0.1}\text{Sr}_{0.9})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ film on single-crystalline (100) lanthanum aluminate as a function of the reduced temperature for two magnetic field orientations: $H \parallel ab$ plane (squares) and $H \parallel c$ axis (triangles). Solid lines are the fittings to Eq. (1)

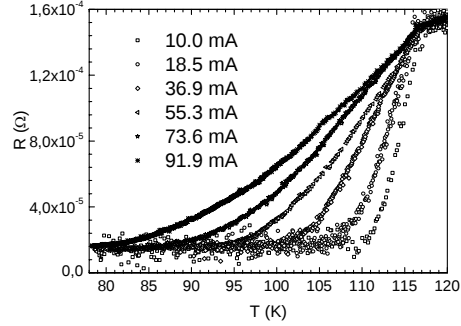


Fig. 4. The resistance vs temperature of the $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Sr}_{0.85}\text{Ba}_{0.15})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_z$ film on polished silver for different values of the applied a.c. current (selected curves)

following results: for $H \parallel c$ the irreversibility field $H_{irr}=4.1$ T and for $H \parallel ab$ the irreversibility field $H_{irr}=97.8$ T.

4.2. $\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5}(\text{Sr}_{0.85}\text{Ba}_{0.15})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_z$ thin films on untextured silver substrates

The X-ray diffraction of the $\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5}(\text{Sr}_{0.85}\text{Ba}_{0.15})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_z$ thin films showed good c -axis orientation. There are no secondary phases were detected. The pole figure experiment revealed that the in-plane alignment is rather poor. The superconducting transition temperature is $T_{c,50\%} = 114.7$ K and the width of the transitions is $\Delta T = T_{90\%} - T_{10\%} = 4.6$ K. The density of the critical current measured by the transport method was found to be $11.4 \cdot 10^3$ A/cm² at 77 K in the self field. This value is smaller than the value calculated from a.c. susceptibility data: $8 \cdot 10^4$ A/cm² at 77 K [7, 8].

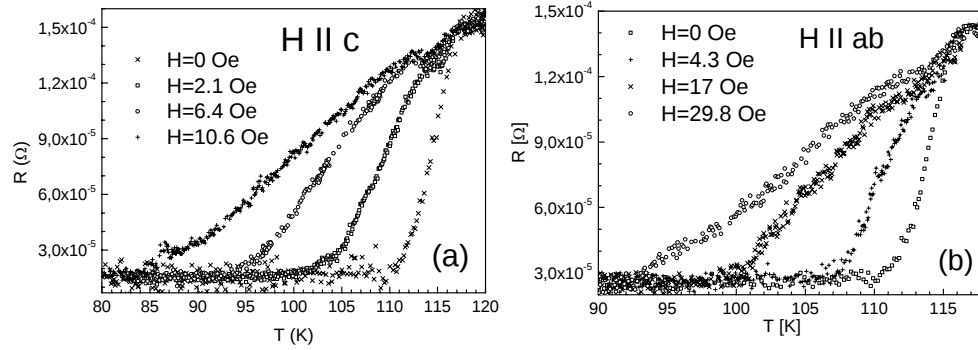


Fig. 5. The resistance as a function of temperature of the $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Sr}_{0.85}\text{Ba}_{0.15})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_z$ film for the different d.c. applied magnetic fields of both (a) $H \parallel c$ direction and (b) $H \parallel ab$ direction (selected curves)

The resistance of the superconducting films was very sensitive to both the applied current (see Fig. 4) and the applied magnetic field (see Fig. 5). On these figures one can observe the significant resistive broadening of the transition width. From the

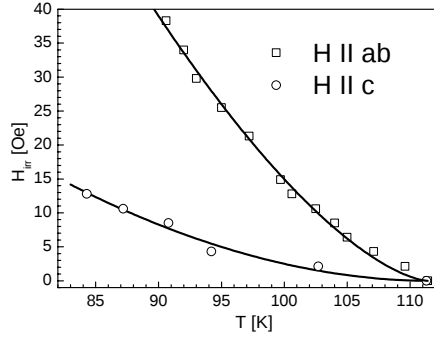


Fig. 6. The irreversibility fields vs temperature of the $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Sr}_{0.85}\text{Ba}_{0.15})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_z$ film on polished silver for two direction of the d.c. applied magnetic field: $H \parallel c$ and $H \parallel ab$. The solid lines are the fittings to Eq. (1)

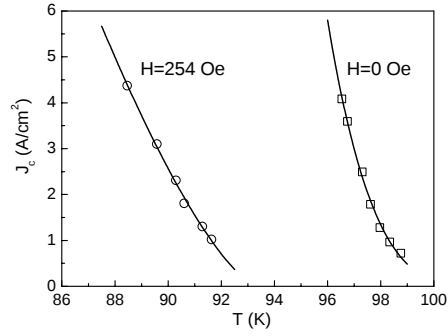


Fig. 7. The critical current vs temperature of the $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})\text{Sr}_2(\text{Ca}_{0.8}\text{Gd}_{0.2})\text{Cu}_2\text{O}_y$ bulk sample for $H=0$ Oe and $H=254$ Oe. Solid lines show the fittings to the Eq. (3)

magnetoresistance measurements the irreversibility fields as a function of temperature were extracted and the results are shown in Fig. 6. These data were successfully fitted using Eq. 1 (see solid line in the Fig. 6). The irreversibility fields exhibited the anisotropy according to the applied filed directions: $H \parallel c$ and $H \parallel ab$. Using the same equation we can calculate the irreversibility field at 77 K: for $H \parallel c$ the irreversibility field $H_{irr}=20$ Oe and for $H \parallel ab$ the irreversibility field $H_{irr}=80$ Oe.

4.3. $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})\text{Sr}_2(\text{Ca}_{1-x}\text{Gd}_x)\text{Cu}_2\text{O}_y$ bulk superconductors

For the investigation the samples of $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})\text{Sr}_2(\text{Ca}_{1-x}\text{Gd}_x)\text{Cu}_2\text{O}_y$ with $x=0.1$ and 0.2 were chosen because of their highest critical temperatures. The Tl-1212 phase has a very similar structure to the YBCO 1:2:3. The X-ray diffraction spectra showed that the

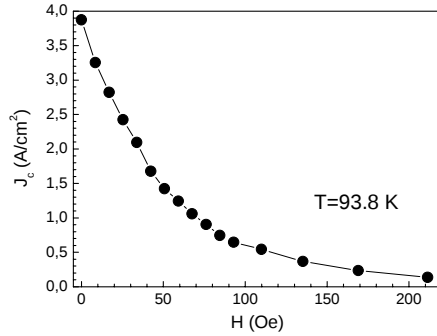


Fig. 8. The critical current as a function of d.c. applied magnetic field of the $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})\text{Sr}_2(\text{Ca}_{0.8}\text{Gd}_{0.2})\text{Cu}_2\text{O}_y$ sample at $T=93.8$ K. The solid line is the guide for eye

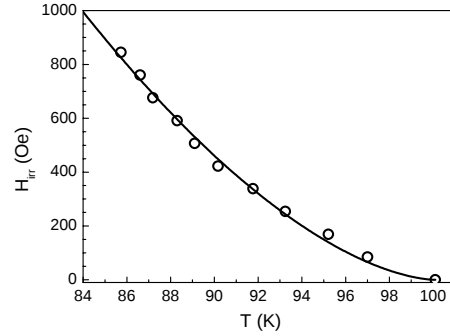


Fig. 9. The irreversibility fields as a function of temperature of the $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})\text{Sr}_2(\text{Ca}_{0.8}\text{Gd}_{0.2})\text{Cu}_2\text{O}_y$. The solid lines are the fittings to Eq. (1)

samples were practically phase pure. The lattice parameters were analyzed based on a tetragonal unit cell with $a=b=3.809$ Å and $c=12.117$ Å. The critical temperature of the

sample with $x=0.1$ is $T_{c,50\%}=100.9$ K and the width of the transitions $\Delta T=T_{90\%}-T_{10\%}=5.9$ K and for the sample with $x=0.2$ $T_{c,50\%}=105.3$ K and $\Delta T=T_{90\%}-T_{10\%}=3.4$ K [17-19].

The critical currents of $(\text{Ti}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})\text{Sr}_2(\text{Ca}_{0.8}\text{Gd}_{0.2})\text{Cu}_2\text{O}_y$ versus temperature for $H=0$ Oe and $H=254$ Oe are shown in Fig. 7. The experimental data were fitted using Eq. 3. For $H=0$ Oe one can observe that the critical current increases rapidly if the temperature goes down. The fitting exponent $n=3.7$ and is very large. For $H=254$ Oe the fitting exponent $n=1.4$. The critical current as a function of the applied magnetic field is shown in Fig. 8. There are well known behaviors i.e. the rapid decreases of the critical current at the low magnetic field and the small changes at the higher applied magnetic field. The calculated critical current density at 77 K is equal to $1.54 \cdot 10^3$ A/cm². The irreversibility fields vs temperature are shown in Fig. 9. The solid line is the fitting to Eq. 1. The fitting parameters are as follows: $H_{irr0}=20.3$ kOe, $n=1.65$. In the fitting procedure we have got $T_{c0}=100.1$ K from experiment. Taking advantage of the parameters we calculated the irreversibility field at 77 K: $H_{irr}=1815$ Oe.

5. CONCLUSIONS

The conclusions of the paper are threefold:

1. The thin film of $(\text{Ti}_{0.6}\text{Pb}_{0.24}\text{Bi}_{0.16})(\text{Ba}_{0.1}\text{Sr}_{0.9})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ on single-crystalline LaAlO_3 has the very large critical current at 77 K: $J_c=0.5 \cdot 10^6$ A/cm² and the irreversibility line at high magnetic fields. It means that this superconducting material is a good candidate for power industry application.
2. The thin films of $\text{Ti}_{0.5}\text{Pb}_{0.5}(\text{Sr}_{0.85}\text{Ba}_{0.15})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_z$ on untextured silver substrates has the large critical current at 77 K: $J_c=1.14 \cdot 10^4$ A/cm² and the small irreversibility fields. It means the this material maybe switched easily between superconducting and normal state.
3. The bulk $(\text{Ti}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})\text{Sr}_2(\text{Ca}_{1-x}\text{Gd}_x)\text{Cu}_2\text{O}_y$ superconductors have optimal properties for gadolinium doped with $x=0.2$. The critical current as well as the irreversibility fields of this bulk specimens are quite good and they can be probably improved in the thin films of these compounds.

Acknowledgements

The author thanks to Professor A. Kołodziejczyk for valuable discussions and remarks to the manuscript, to M.Sc. R. Zalecki for technical assistance and to Professor G. Gritzner and his group for samples preparation and remarks to the common papers published up to now. This work was supported by the Faculty of Physics and Applied Computer Science, AGH University of Science and Technology, Cracow, Poland and by the Austrian Science Foundation (Fonds zur Förderung der Wissenschaftlichen Forschung in Österreich, project number 17420-N07).

REFERENCES

- [1] O. Heiml, G. Gritzner, Supercond. Sci. Technol. 15 (2002) 956.
- [2] W.M. Woch, R. Zalecki, A. Kołodziejczyk, J. Chmista, O. Heiml and G. Gritzner, Acta Phys. Pol. A 106, 2004, 785.
- [3] W.M. Woch, R. Zalecki, A. Kołodziejczyk, O. Heiml and G. Gritzner, Physica C 434, 2006, 17.
- [4] M. Enengl, E. Kuzmann, Z. Homonnay, G. Gritzner, Physica C 377, 2002, 565.

- [5] S. Tonies, H.W. Weber, G. Gritzner, O. Heiml, M. Eder, *Physica C* 372-376, 2002, 755.
- [6] G. Gritzner, M. Eder, A. Cigan, J. Manka, G. Plesch, V. Zrubec, *Physica C* 36, 2002, 169.
- [7] W. M. Woch, R. Zalecki, A. Kołodziejczyk, C. Deinhofer, G. Gritzner, *Journal of All. and Comp.* 442, 2007, 209.
- [8] W. M. Woch, R. Zalecki, A. Kołodziejczyk, C. Deinhofer, G. Gritzner, *Acta Phys. Pol. A* 111, 2007, 737.
- [9] B-J. Kim, Y. Matsui, S. Houriuchi, D-Y. Jeong, C. Deinhofer, G. Gritzner, *App. Phys. Lett.*, 85, 2004, 4627.
- [10] X.F. Lu, H. Gao, Z. Wang, Y.Z. Zhang, L. Shan, R.T. Lu, S.L. Yan, H.H. Wen, *Physica C* 423, 2005, 175.
- [11] M. Mans, H. Schneidewind, M. Buenfeld, F. Schmidl, P. Seidel, *Phys. Rev. B* 74, 2006, 214514-1.
- [12] M. Pissas, D. Stamopoulos, V. Psycharis, Y.C. Ma, N.L. Wang, *Phys. Rev. B* 73, 2006, 174524-1.
- [13] M. Pissas, D. Stamopoulos, Y.C. Ma, N.L. Wang, *Physica C* 437-438, 2006, 267.
- [14] G. Gritzner, A. Buckuliakova, G. Plesch, K. Przybylski, M. Mair, *Physica C* 304, 1998, 179.
- [15] H. Nguyen Xuan, S. Beauquis, H. Chunxue, J.L. Jorda, Ph. Galez, *J. Phys.: Conf. Series* 43, 2006, 393 (and references therein).
- [16] G. Malandrion, L.M.S. Perdicaro, I.L. Fragala, A. Cassinese, A. Prigibbo, *Physica C* 408-410, 2004, 894.
- [17] H. Sudra, G. Gritzner, *Physica C* 443, 2006, 57.
- [18] G. Gritzner, H. Sudra, M. Eder, *J. Phys.: Conf. Series* 43, 2006, 462.
- [19] W.M. Woch, R. Zalecki, A. Kołodziejczyk, H. Sudra, G. Gritzner, *Materials Science* (in press).
- [20] N. McN, Alford, S.J. Penn, T.W. Button, *Supercond. Sci. Technol.* 10, 1997, 169.
- [21] M. Jergel, A.C. Gallardo, C.F. Guajardo, V. Strbik, *Supercond. Sci. Technol.* 9, 1996, 427.
- [22] K.A. Müller, M. Takashige, J. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.*, 58, 1987, 1143.
- [23] J.R.L. de Almeida, D.J. Thouless, *J. Phys.*, A 11, 1978, 983.
- [24] Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.*, 60, 1988, 2202.
- [25] M. Tinkham, *Phys. Rev. Lett.*, 61, 1988, 1658.
- [26] J. Jung, I. Isaac, M. A-K. Mohamed, *Phys. Rev.*, B 48, 1993, 7526.
- [27] Y.B. Kim, C.F. Hempstead, A.R. Strand, *Phys. Rev.*, 129, 1963, 528.
- [28] T.B. Doyle, R.A. Doyle, *Phys. Rev.*, B 47, 1993, 8111.
- [29] C. Deinhofer, G. Gritzner, *Supercond. Sci. Technol.*, 17, 2004, 1196.

Nadprzewodniki na bazie talu w zastosowaniach silnoprądowych i w elektronice nadprzewodnikowej

Streszczenie: W pracy przedstawiono zależność od temperatury i zewnętrznego pola magnetycznego takich wielkości fizycznych jak prąd krytyczny, szerokość przejścia w stan nadprzewodzący oraz pól nieodwracalności dla następujących nadprzewodników: cienka warstwa $Tl_{0.6}Pb_{0.24}Bi_{0.16}Sr_{1.8}Ba_{0.2}Ca_2Cu_3O_y$ otrzymana na monokrystalicznym podłożu $LaAlO_3$, uporządkowana wzdłuż osi c cienka warstwa $Tl_{0.5}Pb_{0.5}(Sr_{0.85}Ba_{0.15})_2Ca_2Cu_3O_z$ otrzymana na metalicznym podłożu Ag oraz polikrystaliczna próbka $(Tl_{0.5}Pb_{0.5})Sr_2(Ca_xGd_{1-x})Cu_2O_y$. Temperatury krytyczne dla tych nadprzewodników zmieniają się w przedziale od 98 K dla $(Tl_{0.5}Pb_{0.5})Sr_2(Ca_{0.7}Gd_{0.3})Cu_2O_y$ do 115 K dla $Tl_{0.5}Pb_{0.5}(Sr_{0.85}Ba_{0.15})_2Ca_2Cu_3O_z$. Największy prąd krytyczny $J_c = 0.5 \cdot 10^6$ A/cm² w 77 K wykazuje cienka warstwa $Tl_{0.6}Pb_{0.24}Bi_{0.16}Sr_{1.8}Ba_{0.2}Ca_2Cu_3O_y$. To oznacza, że ten związek jest dobrym kandydatem do produkcji taśm nadprzewodnikowych II generacji. Z kolei uporządkowana cienka warstwa $Tl_{0.5}Pb_{0.5}(Sr_{0.85}Ba_{0.15})_2Ca_2Cu_3O_z$ posiada prąd krytyczny $J_c = 11.4 \cdot 10^3$ A/cm² w 77 K i może być dosyć łatwo przełączana ze stanu nadprzewodzącego do stanu normalnego w polach magnetycznych rzędu kilkunastu Oerstedów. Takie nadprzewodniki mogą znaleźć zastosowanie w produkcji urządzeń mikrofalowych.

Słowa kluczowe: nadprzewodniki talowe, prądy krytyczne, pola nieodwracalności



ROZPRASZANIE ENERGII MAGNETYCZNEJ W CIENKOWARSTWOWYCH NADPRZEWODZĄCYCH TAŚMACH KOMPOZYTOWYCH NA BAZIE YBCO-123

Marian CISZEK¹⁾, Osami TSUKAMOTO²⁾

¹⁾Polska Akademia Nauk, Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych, ul. Okólna 2, 50-422 Wrocław, Polska

²⁾Yokohama National University, Faculty of Engineering, 79-5 Tokiwadai, Hodogaya-ku, Yokohama 240-8501, Japan

AC magnetization energy dissipation in YBCO-123/Hastelloy coated conductors

Abstract: In the work we present experimental results of AC magnetization losses reduction due to striation process in YBCO-123/Hastelloy coated conductors. The measurements were carried out in a sinusoidally varying external magnetic field, with amplitudes up to 100 mT, in a frequency range of 8.5–85.4 Hz, and at temperature of 77 K. The field was oriented perpendicularly to the face of the tapes. Sample tapes were successively patterned into a form of narrow, parallel strips, by means of a photoresist lithography and chemical wet etching technique. Experimental results are discussed in a framework of existing theoretical models for energy dissipation in thin films, in perpendicular AC magnetic fields.

Keywords: HTC superconductors, AC magnetization losses, critical currents

1. WSTĘP

Odkrycie nadprzewodników wysokotemperaturowych (NWT) otworzyło nowe perspektywy szerokich zastosowań tych materiałów w elektrotechnice. Jak dotąd, najlepiej rozwiniętymi technikami otrzymywania kompozytowych, wielożyłowych taśm z ceramicznymi NWT, są technologie oparte na związkach BSCCO-2223 [1-2]. Obecnie prawie cały wysiłek naukowo-techniczny koncentruje się na znacznie nowszych i bardziej

zaawansowanych technologiach związanych z otrzymywaniem przewodów cienkowarstwowych (ang. „*coated conductors*”) opartych na epitaksjalnych warstwach NWT typu REBCO-123, gdzie RE jest pierwiastkiem ziemi rzadkiej, zwykle Y, Ho, Dy lub Sm (tzw. przewody II-ej generacji, 2G). Przewód taki składa się z cienkiego, giętkiego podłoża (zwykle taśmy z niklu lub jego stopów), warstwy buforowej, właściwej warstwy NWT (nanoszonej technikami laserowymi lub alternatywnymi metodami chemicznymi), oraz zabezpieczającej warstwy czystego metalu, zwykle srebra [3-4].

Generalnie, przewody te mają postać taśmy o stosunkowo dużym współczynniku kształtu, rzędu 10000; nadprzewodnik w takich kompozytach zachowuje się silnie anizotropowo (nadprzewodnik dwuwymiarowy). W konsekwencji, pewne właściwości elektromagnetyczne NWT, takie jak np. gęstość prądu krytycznego, dolne i górne pola krytyczne, itp. zależą silnie od zewnętrznego pola magnetycznego i od jego kierunku względem płaszczyzny taśmy nadprzewodnikowej.

W warunkach zmiennoprądowych (zmienny prąd transportu i/lub zewnętrzne zmienne pole magnetyczne) w nadprzewodnikach część energii elektromagnetycznej rozpraszana jest na ciepło $Joule'a$. Znajomość wielkości tych strat energii ma niezwykle ważne znaczenie we wstępnym projektowaniu, oraz decyduje o zastosowaniach nadprzewodników we wszelkich krioelektrotechnicznych urządzeniach mocy [5]. W przypadku, gdy pole magnetyczne skierowane jest prostopadle do płaszczyzny taśmy, straty na przemagnesowanie są bardzo wysokie i należy je minimalizować. Jedną z metod minimalizacji strat jest redukcja rozmiarów poprzecznych nadprzewodnika. Obecne technologie produkcji kompozytowych taśm cienkowarstwowych z NWT nie pozwalają jeszcze na wytwarzanie takich taśm, składających się z cienkich i skręconych ze sobą filamentów. Niemniej proponowane są pewne wstępne metody, które mogą prowadzić do znacznej redukcji strat oraz do opracowania ekonomicznej technologii wytwarzania takich przewodów na masową skalę przemysłową [6-9].

Niniejsza praca prezentuje część wyników eksperymentalnych związanych ze stratami energetycznymi na przemagnesowanie w typowych taśmach cienkowarstwowych na bazie nadprzewodnika YBCO-123, o różnym stopniu „*filamentacji*” badanych próbek taśm. Wyniki te porównano z modelem teoretycznym opisującym straty magnetyczne w cienkich warstwach NWT, w prostopadłym, przemiennym polu magnetycznym.

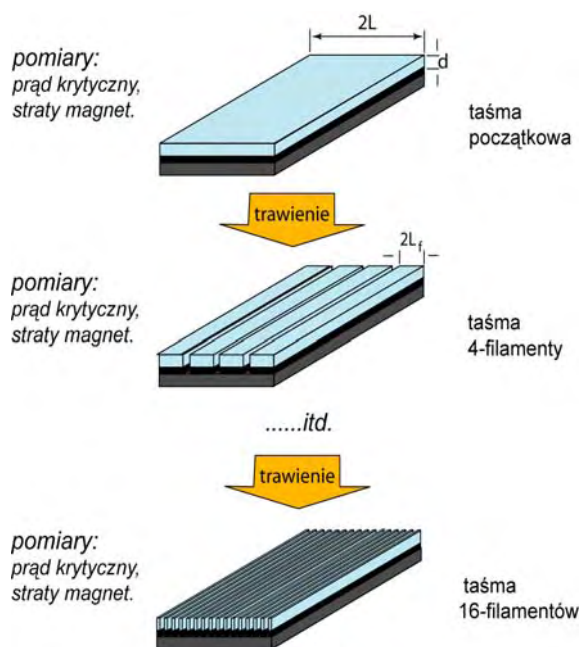
2. EKSPERYMENT

2.1. Próbk

Niektóre podstawowe parametry fizyczne, wyjściowej do badań, cienkowarstwowej taśmy nadprzewodnikowej na bazie ceramiki YBCO-123, podane są w tabeli 1.

Tabela 1. Parametry taśmy cienkowarstwowej YBCO-123

Próbka	L94-3
Szerokość($2L$) $\times$ długość	10mm $\times$ 80mm
Prąd krytyczny I_c , 0 T, 77 K	36.6 A
Gęstość prądu krytycznego J_c	7.32×10^9 A/m ²
Grubość warstwy Ag	10 μ m
Grubość warstwy YBCO, d	0.5 μ m
Grubość podłoża Hastelloy C276	0.1 mm



Rys. 1. Schemat przygotowania próbek taśmy z różną liczbą filamentów

Początkowa, jednordzeniowa taśma, poddawana była procesowi podziału warstwy rdzenia nadprzewodnikowego na cieńsze, podłużne paski o odpowiedniej ich liczbie (kolejno 4, 8 i 16) oraz rozmiarach ("filamentacja" taśmy). Proces ten oparty był na technice litograficznej i mokrym trawieniu chemicznym w wodnym roztworze $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$. Schematycznie proces ten pokazano na rysunku 1. Średnia odległość między filamentami mierzona była metodami optycznymi i wynosiła ok. 100 μm .

Pomiędzy tymi etapami preparowania próbek przeprowadzano pomiary prądów krytycznych poszczególnych filamentów oraz zmiennoprądowych strat magnetycznych w całej próbce taśmy.

2.2. Pomiary

Prądy krytyczne badanych próbek mierzone były standardową metodą czteropunktową. Jako kryterium wartości prądu krytycznego przyjęto pojawienie się pola elektrycznego wartości 1 $\mu\text{V}/\text{cm}$.

Straty na przemagnesowanie mierzono techniką elektroniczną, wykorzystując pomiary fazoczułe. Zewnętrzne pole magnetyczne o przebiegu sinusoidalnym $b = b_0 \sin 2\pi f t$ (f – częstotliwość) wytwarzane było za pomocą solenoidu chłodzonego ciekłym azotem. Pole to było skierowane prostopadle do płaszczyzny badanej taśmy nadprzewodzącej. Napięcie odpowiadające magnetycznym stratom energetycznym w badanej próbce (a więc w fazie z zewnętrznym polem magnetycznym) mierzone było dwukanałowym nanowoltomierzem homodynowym (model 7265 Signal Recovery) i brane było z prostokątnej cewki czujnikowej umieszczonej dookoła badanej taśmy [10]. Składowa indukcyjna napięcia z tej cewki redukowana była za pomocą specjalnego układu kompensacyjnego. Zmiennoprądowe straty na przemagnesowanie, Q_m , na jednostkę długości badanej taśmy i na jeden cykl zmian pola, obliczane były według zależności:

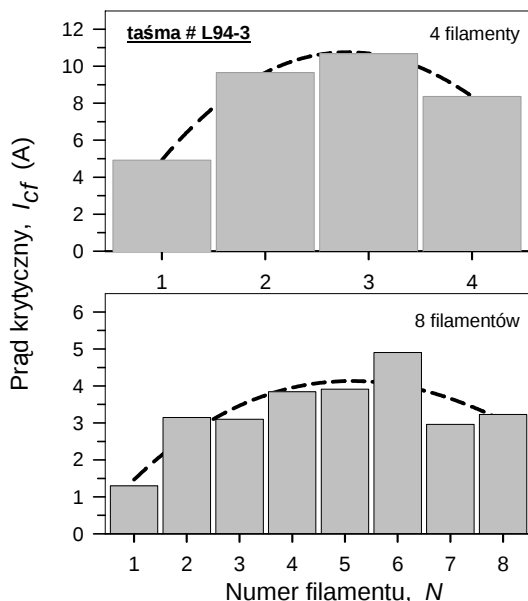
$$Q_m = \frac{\pi w_c}{2kf} U_{rms}'' H_{rms} \quad (1)$$

gdzie w_c jest szerokością cewki czujnikowej, k -jej długością, U_{rms}'' -jest napięciem strat, mierzonym przez nanowoltomierz homodynowy, w fazie z zewnętrznym polem

magnetycznym o wartości skutecznej H_{rms} . Pomiary przeprowadzono w zakresie częstotliwości pola magnetycznego od 8.5 Hz do 85.4 Hz, w temperaturze kąpeli ciekłego azotu.

3. REZULTATY I DISKUSJA

3.1. Prądy krytyczne



Rys.2. Prądy krytyczne poszczególnych filamentów I_{cf} dla próbek taśmy z 4-ma i 8-ma filamentami. Linie przerywane odpowiadają regresji kwadratowej

na przemagnesowanie

Zmierzone straty magnetyczne Q_m , na jeden cykl, na jednostkę długości badanej taśmy, przedstawione są na rysunku 3. Ogólnie, straty te nie zmieniają się wraz ze zmianą częstotliwości pola magnetycznego. Taki histeretyczny charakter strat wskazuje na to, że głównym i dominującym mechanizmem rozpraszania energii jest nieodwracalny ruch strumienia magnetycznego w nadprzewodzącej warstwie YBCO-123. Obserwuje się tutaj także nieznaczny wpływ, poniżej 10%, efektów lepkiego płynięcia strumienia magnetycznego. Udział prądów wirowych w podłożu taśmy (Hastelloy) oraz cienkiej, ochronnej warstwie srebra jest do pominięcia, dla częstotliwości pól magnetycznych używanych w naszym eksperymencie. Jak widać na rysunku 3, proces „filamentacji” początkowej, pełnej taśmy, znacznie redukuje straty na przemagnesowanie. Pokazane tu linie ciągłe reprezentują model teoretyczny, opisujący straty magnetyczne dla cienkiej taśmy, poddanej działaniu zewnętrznego pola magnetycznego, skierowanego prostopadle do płaszczyzny tej taśmy [11]. Zgodnie z tym modelem, straty na przemagnesowanie Q_m ,

Wartości prądów krytycznych I_{cf} poszczególnych filamentów taśmy o liczbie filamentów 4 oraz 8 podane są na rysunku 2. Widoczna jest tu pewna niejednorodność w rozkładzie I_{cf} ; prądy krytyczne poszczególnych filamentów są wyższe w centralnej części taśmy. Ta obserwowana niejednorodność rozkładu prądów krytycznych może być spowodowana już na etapie procesów technologicznych wytwarzania taśm cienkowarstwowych. Inną przyczyną może być też sam pomiar prądów krytycznych metodą czteropunktową; rozkład pola magnetycznego pochodzącego od prądów płynących przez zewnętrzne filamenty jest inny, niż w przypadku, gdy prąd pomiarowy płynie przez filamenty centralne.

3.2. Straty zmiennoprądowe

na jeden cykl, na jednostkę długości taśmy o szerokości $2L$ i o prądzie krytycznym warstwy nadprzewodzącej I_c , wyrażone są wzorem

$$Q_m = \frac{1}{\mu_0} 4\pi L^2 b_0^2 \cdot g(x) \quad (2)$$

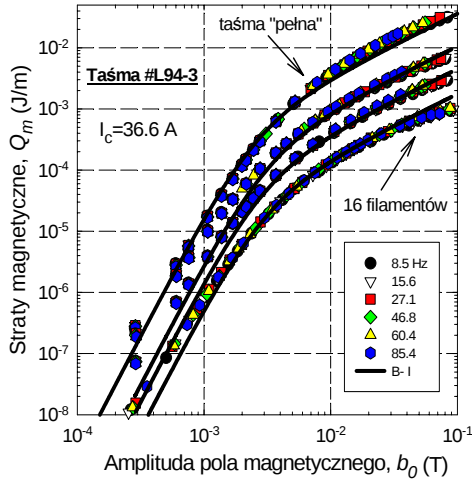
gdzie

$$g(x) = \frac{1}{x} \left[\frac{2}{x} \ln \cosh(x) - \tanh(x) \right] \quad (3)$$

Tutaj $x=b_0/B_c$; B_c jest charakterystycznym polem magnetycznym definiowanym jako $B_c=\mu_0 I_c/2\pi L$. Ten analityczny model teoretyczny wyprowadzony został dla pojedynczej cienkiej, podłużnej warstwy nadprzewodzącej, o prądzie krytycznym I_c niezależnym od natężenia zewnętrznego pola magnetycznego [12]. Z równania (2) wynika, że dla $x \ll 1$, straty magnetyczne $Q_m \propto b_0^4$, podczas gdy dla amplitud wyższych, $x \gg 1$, są one liniowe z b_0 .

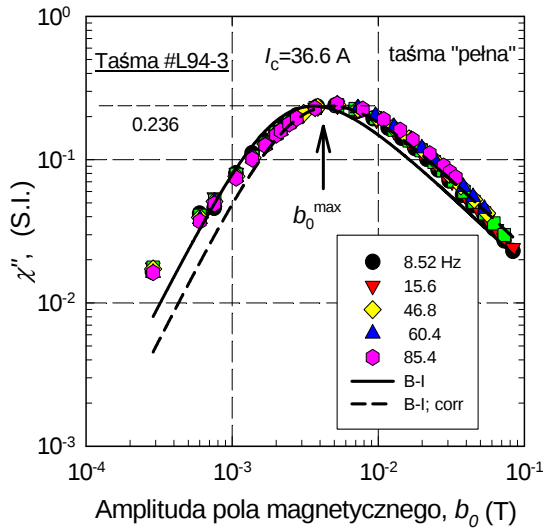
Dodatkowo, na rysunku 4, straty na przemagnesowanie przedstawiono w formie urojonej składowej zmiennoprądowej podatności magnetycznej χ'' , która związana jest ze stratami magnetycznymi zależnością

$$\chi'' = \mu_0 Q_{mv} / \pi \chi_0 b_0^2 \quad (4)$$



Rys 3. Zmiennoprądowe straty na przemagnesowanie Q_m w funkcji amplitudy zewnętrznego pola magnetycznego b_0 , dla różnych jego częstotliwości (8.5 do 85.4 Hz). Dane eksperymentalne (symbole) dla początkowej taśmy pełnej, oraz próbek taśm z 4, 8 i 16 filamentami (krzywe od góry do dołu). Linie ciągłe odpowiadają modelowi teoretycznemu wg. Brandta-Indenboma [12]

gdzie Q_{mv} są stratami wyrażonymi na jednostkę objętości nadprzewodnika, a χ_0 jest stałą, związaną z efektywnym polem magnetycznym w pobliżu nadprzewodnika w stanie Meissnera. Wartość χ_0 dla różnych geometrii nadprzewodnika są podane w pracy [13]. Dla prostokątnej tasiemki o szerokości $2L$ i grubości d stała $\chi_0=\pi L/2$. Funkcja $g(x)$ w równaniach (2) i (3) jest związana z urojoną składową zmiennoprądowej podatności magnetycznej χ'' relacją $\chi''(x)=(4/\pi) \cdot g(x)$; przyjmuje ona swoje maksimum, o wartości około 0.2365, przy amplitudzie około $2.4642 B_c$. Pokazano to na rysunku 4, gdzie symbole przedstawiają odpowiednio dane z rysunku 3 (dla początkowej taśmy „pełnej”) przeliczone według relacji (4) oraz przyjmując, że straty na jednostkę objętości Q_{mv} związane są ze stratami na jednostkę długości taśmy Q_m relacją $Q_{mv}=Q_m/2Ld$. Tak przedstawione dane eksperymentalne

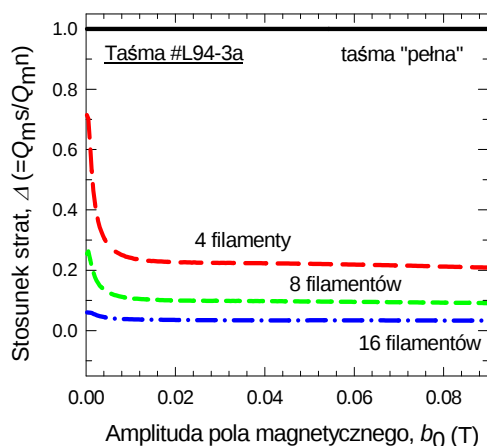


Rys. 4. Składowa urojona zmiennoprądowej podatności magnetycznej χ'' w funkcji amplitudy zewnętrznego pola magnetycznego b_0 , dla różnych jego częstotliwości (symbole). Linie odpowiadają równaniom (2)-(3). Dane dla taśmy bez filamentów

od modelu teoretycznego, tutaj różne wartości parametru B_c , może być niejednorodny rozkład gęstości prądu krytycznego w badanej próbce taśmy (centra zaczepień nici wirowych). Taka możliwa przyczyna w pewnym stopniu jest potwierdzona naszymi wcześniejszymi obliczeniami numerycznymi strat energetycznych w taśmach cienkowarstwowych, zakładającymi, że na brzegach taśmy prąd krytyczny jest niższy niż w części centralnej [14].

Jak widać na rysunku 3, w miarę podziału początkowej pełnej taśmy na cieńsze paski, straty na przemagnesowanie znacznie maleją. Ponieważ filamente w podzielnich próbkach taśmy zachowują się elektromagnetycznie jak paski od siebie niezależne (w warunkach naszego eksperymentu) można przypuszczać, że mierzone straty są sumą strat występujących w poszczególnych filamentach. Pokazane na rysunku 2 linie ciągłe, dla początkowej próbki taśmy jednorodzeniowej (prąd krytyczny I_c i szerokość $2L$) i próbek z filamentami (4, 8 i 16 filamentów) otrzymano używając równań (2)–(3), przyjmując odpowiadające im parametry, tj. odpowiednie prądy krytyczne filamentów (I_{cf}) i ich wymiary ($2L_f$) i mnożąc taki wynik przez liczbę filamentów w próbce, N . Dla próbki 4-filamentowej jako parametr materiałowy przyjęliśmy szerokość filamentu $2L_f = 2.42\text{mm}$ mierzona optycznie, oraz prąd krytyczny filamentu $I_{cf} = 11\text{A}$. Z kolei, dla taśmy 8-filamentowej, wartości te były odpowiednio, $2L_f = 1.17\text{mm}$ i $I_{cf} = 4.9\text{A}$. Wartości prądów krytycznych filamentów I_{cf} znalezione w wyniku procedur najlepszego dopasowania są bardzo zbliżone do tych, zmierzonych metodą cztero-punktową, dla filamentów centralnych (patrz rysunek 2). W przypadku próbki 16-to filamentowej przyjęliśmy szerokość poszczególnych filamentów jako $2L_f = 0.53$ (mierzona optycznie) i z procedury najlepszego

wykazują zadowalającą zgodność z modelem teoretycznym, tu pokazanym liniami. Linie ciągłe wykreślono przyjmując wartości prądu krytycznego I_c oraz szerokości taśmy $2L$, jak zmierzono ($B_c = 1.464\text{mT}$, patrz tabela 1); w tym przypadku otrzymano lepszą zgodność z danymi eksperymentalnymi w zakresie niskich amplitud a maksimum w $\chi''(b_0)$ występuje przy amplitudzie $b_0^{\max} \approx 3.8\text{mT}$. Aby otrzymać lepszą zgodność dla wyższych amplitud pola magnetycznego b_0 musieliśmy założyć wartość B_c wyższą o ok. 27%, od poprzedniej. Pokazano to linią przerywaną, gdzie maksimum w zależności $\chi''(b_0)$ występuje przy amplitudzie $b_0^{\max} \approx 4.8\text{mT}$. Jak widać w obu przypadkach, wartość maksimum funkcji $\chi''(b_0)$ nie zmienia swojej wartości i przyjmuje wartość prawie dokładną wartości teoretycznej (tj. 0.2365). Główną przyczyną obserwowanych odstępstw



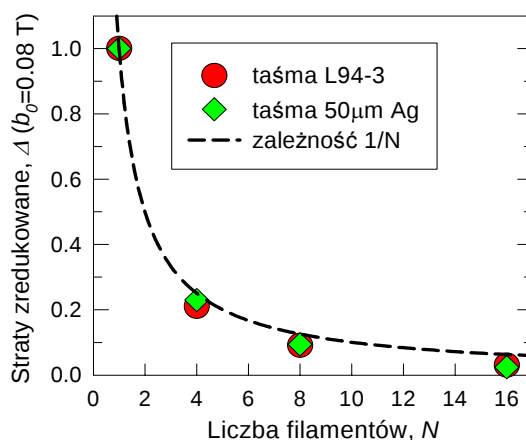
Rys. 5. Znormalizowane straty na przemagnesowanie Δ , w funkcji amplitudy zewnętrznego pola magnetycznego b_0

poprzez „filamentację” początkowej taśmy cienkowarstwowej pokazana jest obrazowo na rysunku 4. Wykresy opierają się na danych eksperymentalnych z rysunku 3 (dane dla wszystkich częstotliwości, uśrednione) i znormalizowane do strat dla taśmy pełnej, Q_m . Procedurę takiej normalizacji można przedstawić jako $\Delta = Q_{Nf}/Q_m$, gdzie Q_{Nf} odpowiadają stratom magnetycznym dla próbki taśmy z N -filamentami. Jak widać, tak znormalizowane straty magnetyczne, nie zależą od amplitudy pola magnetycznego, dla odpowiednio wysokich ich wartości (tutaj, powyżej 10mT). Natomiast zależą one tylko od stopnia „filamentacji” danej taśmy. Pokazane to jest dodatkowo na rysunku 5, gdzie wykreślono straty magnetyczne Q_{Nf} w funkcji ilości filamentów N , przykładowo dla amplitudy $b_0=80\text{mT}$. Jak widać, straty magnetyczne maleją z liczbą filamentów N , w przybliżeniu jak $1/N$. Na rysunku tym dodatkowo pokazano wyniki dla innej, badanej przez nas taśmy, z $50\mu\text{m}$ warstwą srebra i warstwą YBCO-123 o grubości $1\mu\text{m}$. Jak widać obie taśmy wykazują taką samą zależność strat magnetycznych od liczby filamentów N .

dopasowania znaleziono prąd krytyczny pojedynczego filamentu $I_{cf}=2.2\text{A}$, co daje, w przybliżeniu, $1/16$ prądu krytycznego I_c pełnej taśmy początkowej.

W powyższych obliczeniach użyliśmy szerokości filamentów zmierzonych optycznie, które niekoniecznie odpowiadają rzeczywistym wymiarom szerokości właściwej warstwy nadprzewodzącej. Może to być spowodowane efektem podtrawiania lub zanieczyszczeniami chemicznymi, właśnie na krawędziach cienkiej warstwy nadprzewodnika. Mimo to, otrzymane wyniki wskazują na dobrą zgodność modelu teoretycznego i wyników eksperymentalnych.

Redukcja strat magnetycznych



Rys. 6. Zależność strat na przemagnesowanie od liczby filamentów w taśmie, N . Dane dla amplitudy pola $b_0=80\text{ mT}$. Linia przerywana przedstawia zależność $1/N$

4. WNIOSKI

W pracy tej zaprezentowano wyniki eksperymentalne dotyczące prądów krytycznych oraz strat energetycznych na przemagnesowanie w cienkowarstwowych kompozytowych taśmach na bazie ceramiki YBCO-123, o różnym stopniu „*filamentacji*” tych przewodów.

- Zmierzono wartości prądów krytycznych poszczególnych filamentów taśmy. Zaobserwowano niejednorodny rozkład gęstości prądu krytycznego, po przekroju poprzecznym taśmy, na brzegach taśmy prądy krytyczne są znacznie niższe.
- Uzyskane dane eksperymentalne strat magnetycznych dobrze opisywane są przez teoretyczny model Brandta-Indenboma.
- Proces „*filamentacji*” znacznie redukuje straty magnetyczne w badanych taśmach.
- Redukcja ta spełnia w przybliżeniu relację $1/N$, gdzie N jest liczbą filamentów w taśmie.

LITERATURA

- [1] Sheahen T.P., *Introduction to high temperature superconductivity*, Plenum Press, New York, 1994.
- [2] Sosnowski J., *Nadprzewodnictwo i zastosowania*, Wydawnictwo Książkowe IEL, 2003.
- [3] Teranishi R, Izumi T and Shiohara Y, Highlights of coated conductor development in Japan *Supercond. Sci. Technol.* **19**, 2006, S4.
- [4] Obradors X *et al.*, Progress towards all-chemical superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -coated conductors *Supercond. Sci. Technol.* **19**, 2006, S13.
- [5] Carr W.J., *AC Loss and Macroscopic Theory of Superconductors*, Taylor & Francis, London 2001, 2nd ed.
- [6] Cobb C. B., Barnes P. N., Haugan T. J., Tolliver J., Lee E., Sumption M., Collings E., Oberly C. E., Hysteretic loss reduction in striated YBCO, *Physica C* **382**, 2002, pp. 52-56.
- [7] Majoros M., Tomov R. J., Głowacki B. A., Campbell A. M., Oberly C. E., Hysteresis losses in YBCO coated conductors on textured metallic substrates, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 2003, pp. 3626-3629.
- [8] Amemiya N., Kasai S., Yoda K., Jiang Z., Levin G. A., Barnes P. N., Oberly C. E., AC loss reduction of YBCO coated conductors by multifilamentary structure, *Supercond. Sci. Technol.* **17**, 2004, pp. 1464-1471.
- [9] Tsukamoto O., Sekine N., Cizek M., Ogawa J., A method to reduce magnetization losses in assembled conductors made of YBCO coated conductors, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 2005, pp. 2823-2826.
- [10] Ashworth S. P., Grilli F., A strategy for the reduction of ac losses in YBCO coated conductors, *Supercond. Sci. Tech.* **19**, 2006, pp. 227-232.
- [11] Yang Y., Martinez E. Norris W. T., Configuration and calibration of pickup coils for measurement of ac loss in long superconductors, *J. Appl. Phys.* **96**, 2004, pp. 2141-2149.
- [12] Brandt E. H., Indenbom M., Type-II superconductor dtrip with current in a perpendicular magnetic field, *Phys. Rev. B* **48**, 1993, pp. 12893-12906.
- [13] Fabbriatore P., Farinon S., Gömöry F., Innocenti S., AC losses in multifilamentary high- T_c tapes due to a perpendicular ac magnetic field, *Supercond. Sci. Tech.* **13**, 2000, pp. 1327-1337.

- [14] Tsukamoto O., AC losses in a type II superconductor strip with inhomogeneous critical current distribution, *Supercond. Sci. Technol.* **18**, 2005, pp. 596-605.

Streszczenie: W pracy przedstawiono wyniki eksperymentalne dotyczące pomiarów zmiennoprądowych strat energetycznych na przemagnesowanie w kompozytowych, nadprzewodnikowych taśmach cienkowarstwowych typu YBCO-123. Badania prowadzono w przemiennym, sinusoidalnym polu magnetycznym o częstotliwości w zakresie 8.5 do 85 Hz, i amplitudach sięgających do 0.1 Tesli. Pole magnetyczne skierowane było prostopadle do powierzchni badanych próbek taśm. Celem obniżenia magnetycznych strat energetycznych, próbki taśm dzielono na szereg równoległych do siebie, podłużnych cienkich filamentów. Straty energetyczne na przemagnesowanie w tak wytworzonych kompozytach są znacznie niższe niż w taśmie litej i maleją w przybliżeniu jak $1/N$, gdzie N jest liczbą filamentów. Uzyskane wyniki eksperymentalne porównano do istniejących modeli teoretycznych.

Słowa kluczowe: nadprzewodniki wysokotemperaturowe, straty magnetyczne, prąd krytyczny



MODELOWANIE WŁAŚCIWOŚCI MATERIAŁÓW NADPRZEWODNIKOWYCH

Jacek SOSNOWSKI

*Instytut Elektrotechniki, Zakład Wielkich Mocy
04-703 Warszawa, Pożaryskiego 28*

Modeling of the properties of the superconducting materials

Abstract: *Modeling of the properties superconducting materials is discussed. These properties are shared into three groups. First one are thermodynamic properties, such as critical temperature and critical magnetic field, based on essential principles of superconducting state. Second are based on the purity of the samples, while to third category belong the properties dependent on the irreversibility of magnetization, describing the critical current and pinning forces. Analysis is illustrated with the results of the author's works in this subject. Especial attention is devoted to the investigation of the influence of the material doping in the form of impurity atoms or other defects on the parameters belonging to each of the groups.*

Keywords: *high- T_c superconductivity, material properties, flux pinning*

1. WSTĘP

Efektywne zastosowania nadprzewodników w aparatach elektrycznych wymagają dysponowania materiałami o odpowiednich właściwościach. Problem ten można rozwiązywać empirycznie metodą „prób i błędów”, ale również poprzez modelowanie właściwości „inteligentnych” materiałów nadprzewodnikowych. Materiały nadprzewodnikowe zaliczyć można do obecnie modnej klasy materiałów inteligentnych, a więc reagujących na sygnały z otoczenia, analogicznie do ciekłych kryształów, które zmieniają swoje ustawienie pod wpływem pola elektrycznego. Jednym z przykładów są wysokotemperaturowe taśmy nadprzewodnikowe. Dla prądów niższych od krytycznego nie pojawia się na taśmie spadek napięcia, natomiast przy wyższych gęstościach prądu reakcją

taśmy jest jego nagłe wystąpienie. Modelowanie właściwości materiałów nadprzewodnikowych umożliwić powinno rozpoznanie mechanizmu zachodzących zjawisk i w ten sposób wpływanie na ukierunkowanie procesu elektro-technologicznego, prowadząc następnie do uzyskiwania materiałów o pożądanych parametrach, użytecznych dla pracy danego urządzenia.

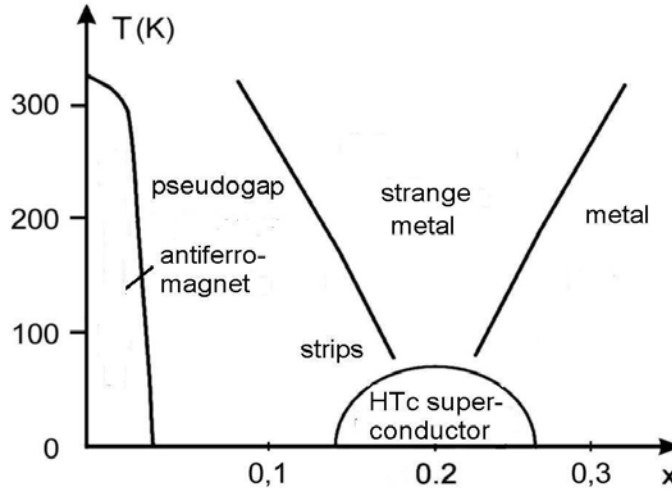
Zagadnienia modelowania właściwości materiałów nadprzewodnikowych rozpatrzone zostały w odniesieniu do trzech grup. Pierwszą grupę stanowią podstawowe parametry oparte na relacjach termodynamicznych. Jest to temperatura krytyczna, przerwa energetyczna i termodynamiczne pole krytyczne. Drugą grupę stanowią parametry związane ze średnią elektronową drogą swobodną w materiale nadprzewodnikowym, czyli z tak zwaną „czystością” materiału. Do tych parametrów należą wyższe i niższe pola krytyczne oraz parametry teorii Ginzburga-Landaua - głębokość wnikania i odległość koherencji. Poprzednie dwie grupy dotyczyły odwracalnych procesów. Trzecią zasadniczą z punktu widzenia aplikacyjnego grupę właściwości nadprzewodników stanowią parametry związane z zagadnieniami histerezy magnetycznej, a więc opisujące zakotwiczenie wirów, warunki stabilności i przede wszystkim prądy krytyczne materiałów nadprzewodnikowych - prąd transportu dla przewodów nadprzewodnikowych oraz prądy ekranujące decydujące o wykorzystaniu nadprzewodników wysokotemperaturowych jako magnesy trwałe.

2. GRUPA I WŁAŚCIWOŚCI NADPRZEWODNIKOWYCH

Tę grupę stanowią parametry opisujące fundamentalne termodynamiczne procesy zachodzące w materiałach nadprzewodnikowych, a więc zasadniczo niezależne od czystości materiału i średniej elektronowej drogi swobodnej. Należy jednak pamiętać, że chociaż są to podstawowe parametry nadprzewodnikowe, to jednak one również zależą od domieszkowania, jakkolwiek nie poprzez wartość średniej elektronowej drogi swobodnej, ale w skutek zmian koncentracji ładunków swobodnych. Głównym parametrem należącym do tej grupy, któremu też poświęcimy najwięcej uwagi jest temperatura krytyczna. Zauważmy, że stechiometryczny skład nadprzewodnika wysokotemperaturowego charakteryzuje się związanymi elektronami i jest wręcz fazą izolacyjną – izolatorem Motta. Dopiero domieszkowanie prowadzi do wytworzenia swobodnych nośników prądu i powstania fazy nadprzewodzącej, co ilustruje rys. 1. Izolator Motta związany jest z siłami elektrostatycznego odpychania na jakie napotyka elektron przy przejściu do drugiego takiego samego atomu miedzi w związku typu La_2CuO_4 : $\text{Cu}^{2+} + \text{Cu}^{2+} \rightarrow \text{Cu}^{3+} + \text{Cu}^{1+}$. Częściowe zastąpienie lantanu o wartościowości (3+) strontem (2+) w rozpatrywanym związku $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ lub barem (2+) powoduje następnie konieczność skompensowania brakującego ładunku poprzez odebranie go od atomu Cu, co prowadzi do powstania dziury elektronowej i przejście części atomów miedzi do stanu (3+). Transport elektronu pomiędzy sąsiadującymi atomami miedzi wówczas opisany jest zależnością: $\text{Cu}^{3+} + \text{Cu}^{2+} \rightarrow \text{Cu}^{2+} + \text{Cu}^{3+}$, która wskazuje, że odbywa się on bez dodatkowych nakładów energetycznych. Prowadzi to więc do przejścia od stanu izolatora Motta do fazy przewodzącej lub nadprzewodzącej w zależności od koncentracji atomów domieszki, co przedstawia właśnie rys. 1. Oddziaływanie nośników ładunku (elektronów lub dziur) pomiędzy poszczególnymi atomami przedstawiony jest w sposób matematyczny modelem Hubbarda, który opisuje zarówno wymianę elektronu pomiędzy węzłami, jak też wzajemne oddziaływania między-elektronowe na pojedynczym węźle sieci.

$$H = \sum_{ij} t_{ij} c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} + \frac{1}{2} \sum_{ij} W_{ij} n_i n_j - \mu \sum_i n_i \quad (1)$$

W hamiltonianie 1 U jest potencjałem oddziaływania wewnątrz-węzłowego, natomiast potencjał W opisuje oddziaływanie międzywęzłowe. μ jest potencjałem chemicznym, natomiast t_{ij} oznacza całkę wymiany, odpowiadającą energii kinetycznej elektronów w układzie. Parowanie elektronowe przy takiej postaci hamiltonianu związane może być albo z ujemną wartością parametru $U < 0$, $W > 0$, co nosi nazwę negatywnego modelu Hubbarda i odpowiada parowaniu na pojedynczych węzłach sieci lub z ujemną wartością parametru $W < 0$ i $U > 0$, co z kolei oznacza przypadek oddziaływania przyciągającego na różnych węzłach sieci, przewyższającego kulombowskie odpychanie.



Rys. 1. Diagram fazowy nadprzewodnika wysokotemperaturowego $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ w funkcji koncentracji atomów strontu Sr^{2+} .

Inny ważny model, zwany t-J, opisujący temperaturę krytyczną nadprzewodników wysokotemperaturowych bazuje na antyferromagnetycznych sprzężeniach J_{nn} pomiędzy spinami S elektronów miedzi o koncentracji n i energii kinetycznej t jest opisany hamiltonianem:

$$H_{t-J} = -\sum_{i,j} t_{ij} c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} + J_{nn} \sum_{ij} \left(S_i S_j - \frac{1}{4} n_i n_j \right) \quad (2)$$

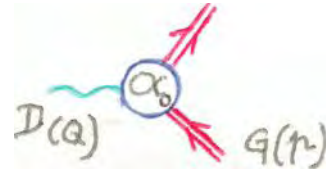
gdzie c_{ij}^+ są operatorami kreującymi i c_{ij} anihilującymi elektron. Wysoką wartość temperatury krytycznej nadprzewodników wysokotemperaturowych opisuje także model bipolaronowy, w którym uwzględnia się, że dziura elektronowa deformuje sieć, która przyciąga inną dziurę i tworzy się bipolaron, który można traktować jak odpowiednik pary Coopera. Z kolei w modelu rezonansowych wiązań walencyjnych (modelu RVB) rozpatruje się magnetyczne oddziaływania międzyelektronowe. Tworzą się wówczas pary sprzężone spinowo jak w materiałach magnetycznych - antyferromagnetyku lub ferromagnetyku.

Pojawienie się dziur elektronowych zaburza stan uporządkowania antyferromagnetycznego i w miejsce tego powstaje stan rezonansowego wiązania walencyjnego. Elektrony z sąsiednich atomów tworzą parę elektronową, w której spiny

rezonują i zmieniają stale swoje ustawienie. Wysokie temperatury krytyczne uzyskamy rozpatrując modele parowania oparte oddziaływaniach międzyelektronowych poprzez wzbudzenia ekscytonowe – typu elektronowego, plazmonowego, magnonowego, a nawet fononowego (MgB_2). Przyciągające oddziaływanie między elektronami prowadzi do powstawania par Coopera, które ulegają kondensacji analogicznej do kondensacji Bosego-Einsteina cieczy kwantowych He^3 i He^4 . Przy pewnych założeniach modelowych opisuje to analityczny wzór na temperaturę krytyczną nadprzewodnika wysokotemperaturowego:

$$k_B T_c \approx \frac{3.31 n^{*\frac{2}{3}}}{m^*} \quad (3)$$

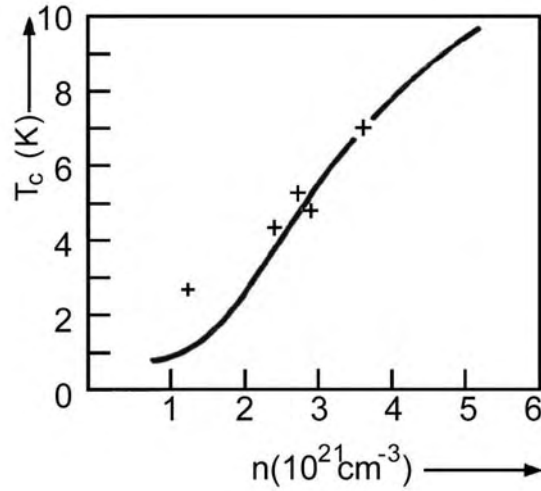
gdzie n^* i m^* są koncentracją i masą nośników prądu. Jak wynika z powyższych rozważań modelowanie wartości temperatury krytycznej nadprzewodników oparte jest na koncepcji występowania par Coopera, będących podstawową ideą teorii BCS [1]. W oryginalnym ujęciu tej teorii, która święci obecnie właśnie jubileusz 50-lecia nadprzewodnictwo odpowiedzialne jest słabe oddziaływanie przyciągające między elektronami wywołane wymianą fononu – kwantu wzbudzenia jonów sieci. W języku funkcji Greena znanych w także w elektrotechnice z teorii pola elektromagnetycznego, bilans energetyczny oddziaływań międzyelektronowych wyrażony jest wówczas poprzez sumę tzw. diagramów Feynmana opisujących funkcję Greena elektronu $G(p)$ oddziałującego z fononem, opisanym funkcją Greena fononu $D(Q)$ (lewa strona rys. 2) oraz ekranowanego oddziaływania kulombowskiego pomiędzy elektronami (prawa strona rys. 2). Oddziaływanie elektron-fonon reprezentowane jest przez wierzchołek, który opisuje rozproszenie elektronu lub dziury z emisją lub absorpcją fononu, natomiast suma wkładów oddziaływań przyciągających elektron-fonon-elektron oraz ekranowanego oddziaływania kulombowskiego opisana jest przez element macierzowy Σ :



Rys. 2. Opis oddziaływań elektron-fonon oraz kulombowskiego odpychania między elektronami V_C w języku funkcji Greena elektronu $G(p)$ oraz fononu $D(Q)$ w postaci diagramów Feynmana. W powiększeniu część wierzchołkowa α_0

Jedną z zalet teorii BCS jest to, że prowadzono w niej obliczenia metodami analitycznymi, co umożliwiło uzyskanie również analitycznych rezultatów opisujących wartość temperatury krytycznej nadprzewodników T_c i przerwy energetycznej Δ , wyrażonej w tej teorii tak zwanego słabego sprzężenia poprzez słynną relację:

$$\frac{2\Delta}{k_B T_c} = 3.52 \quad (4)$$



Rys. 3. Zależność od koncentracji nośników prądu temperatury krytycznej selenku lantanu $\text{La}_{3-x}\text{V}_x\text{Se}_4$. (V–wakansje lantanu). (----) krzywa teoretyczna, (+) eksperyment.

gdzie k_B jest stałą Boltzmanna. Jednak oczywiście uzyskanie analitycznych wyników w przypadku tak skomplikowanych układów, jak metal złożony z elektronów o koncentracji $10^{23}/\text{cm}^3$ wymagało stosowania wielu przybliżeń, w tym najbardziej znanym było zastosowanie modelu prostokątnych studni potencjału. Teoria BCS pomimo tych przybliżeń pozwoliła na opisanie w sposób ilościowy wartości temperatur krytycznych nadprzewodników niskotemperaturowych, a jednym z przykładów jest przedstawiony na rys. 3 wynik obliczeń oraz pomiarów zależności temperatury krytycznej od koncentracji nośników prądu półprzewodnikowego nadprzewodnika selenku lantanu o wzorze $\text{La}_{3-x}\text{V}_x\text{Se}_4$. Drugim parametrem należącym do I grupy jest przerwa energetyczna Δ , opisana w teorii BCS równaniem 4. Oryginalnym rezultatem Coopera był także wzór na energię kondensacji – przerwę energetyczną pomiędzy stanem nadprzewodzącym i elektronów normalnych, w postaci eksponencjalnej względem potencjału oddziaływania międzyelektronowego V : $\Delta \sim \exp(-1/N(0)V)$, gdzie $N(0)$ jest gęstością stanów na powierzchni Fermiego. Jest to rezultat, który jest nieanalityczny dla $V=0$. Odzwierciedla to fakt, że nie można było przez wiele lat otrzymać teoretycznie rozwiązań zagadnień nadprzewodnictwa klasycznymi metodami teorii pola, stosując tradycyjny rachunek zaburzeń oparty na rozwinięciu w szereg Taylora, a należało zastosować inny model oparty na parach Coopera. Do pierwszej grupy parametrów należy także termodynamiczne pole krytyczne H_c . Wyznacza się je na podstawie powierzchni odwracalnej krzywej magnetyzacji, jakkolwiek zwykle obserwowana histereza wprowadza pewną niedokładność określenia tego parametru. Termodynamiczne pole krytyczne H_c jest funkcją temperatury oraz szeregu innych parametrów materiałowych, w tym koncentracji nośników prądu – elektronów, co zanalizujemy na przykładzie półprzewodników nadprzewodzących. Zgodnie z teorią Ginzburga-Landaua termodynamiczne pole krytyczne H_c wyrażone jest wzorem:

$$H_c = \frac{\Phi_0}{2\sqrt{2}\pi\lambda\xi} \quad (5)$$

gdzie λ i ξ oznaczają odpowiednio głębokość wnikania i odległość koherencji, natomiast $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-15}$ Wb jest kwantem strumienia indukcji magnetycznej. W rzeczywistym przypadku wartości tych parametrów różnią się od idealnych wprowadzonych na bazie teorii BCS, właśnie w związku z „czystością” materiałów nadprzewodnikowych, określoną wartością średniej elektronowej drogi swobodnej l . W realnym zanieczyszczonym nadprzewodniku, z angielska zwanym „dirty limit” wartości tych parametrów są opisane teorią Gorkowa i zależą od średniej elektronowej drogi swobodnej, co pokazuje równanie 8. Jednak jak wynika z tej relacji iloczyn głębokości wnikania i odległości koherencji jest wartością niezależną od drogi swobodnej, proporcjonalną do wartości tych parametrów w granicy czystego materiału, a więc opisanych BCS-owską wartością odległości koherencji ξ_0 w zerowej temperaturze oraz londonowską głębokością wnikania λ_L :

$$\xi_0 = 0.18 \frac{\hbar v_F}{k_B T_c} \quad \frac{1}{\lambda_L^2} = \frac{4\pi e^2 n_s}{mc^2} \quad (6)$$

Umożliwia to zaliczyć H_c do I grupy parametrów nadprzewodnikowych. O ile zauważymy następnie, że w przybliżeniu elektronów swobodnych prędkość na powierzchni Fermiego v_F jest proporcjonalna do promienia kuli Fermiego k_F , a objętość kuli Fermiego $4/3\pi k_F^3$ równa jest pełnej koncentracji elektronów n , w temperaturze zera bezwzględnej równej koncentracji składowej nadpłynnej, to otrzymujemy stąd zależność, H_c od koncentracji elektronów, która dobrze zgadza się z danymi eksperymentalnymi:

$$H_c(0) = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi\lambda_d\xi_d} \propto \frac{1}{\lambda_d\xi_d} \propto n^{7/6} \quad (7)$$

3. II GRUPA WŁAŚCIWOŚCI NADPRZEWODNIKOWYCH

Druga grupa własności nadprzewodnikowych utworzona jest z tak zwanych parametrów wtórnych, nie zależnych bezpośrednio od podstawowych parametrów. Do tej grupy należą niższe i wyższe pole krytyczne oraz związane z nimi rzeczywiste wartości długości koherencji oraz głębokości wnikania indukcji magnetycznej do nadprzewodnika. Zależą one w istotny sposób od średniej elektronowej drogi swobodnej, co pokazują wzory:

$$\begin{aligned} \xi_d &= 0.85\sqrt{\xi_0 l} \\ \lambda_d &= 0.615\lambda_L\sqrt{\xi_0/l} \end{aligned} \quad (8)$$

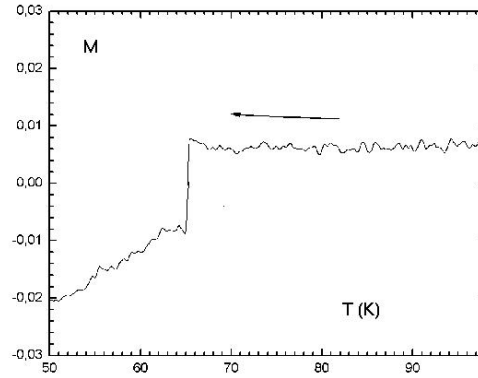
Wówczas niższe i wyższe pola krytyczne są także zależne od średniej elektronowej drogi swobodnej zgodnie z relacjami:

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} (\ln \kappa + 0.08) \quad H_{c2}(0) = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2} \quad (9)$$

Podobnie jak w przypadku parametrów zaliczanych do pierwszej grupy, domieszkowanie wpływa na wartość parametrów należących do tej grupy, ale w tym przypadku głównie poprzez wartość średniej elektronowej drogi swobodnej. Wprowadźmy średni czas między rozproszeniami elektronu τ w domieszkowanym związku, poprzez sumę odwrotności czasów życia τ_1 w niedomieszkowanym związku oraz τ_2 średniego czasu między rozproszeniami na domieszkach: $1/\tau = 1/\tau_1 + 1/\tau_2$, gdzie zgodnie z definicją $\tau = l/v_F$, $\tau_1 = l_1/v_F$, $\tau_2 = l_2/v_F$, a v_F jest prędkością na poziomie Fermiego, natomiast l_i ($i=1,2$) odpowiednimi drogami swobodnymi. Ponieważ droga swobodna dla rozpraszania na domieszkach l_2 jest odwrotnie proporcjonalna do koncentracji domieszek (x), więc na podstawie tych wzorów otrzymujemy wynik opisujący zależność od koncentracji defektów całkowitej drogi swobodnej:

$$l = \frac{l_1}{1 + \beta x} \quad (10)$$

gdzie β jest współczynnikiem proporcjonalności. Ponieważ średnia elektronowa droga swobodna l określa odległość koherencji i głębokość wnikania, jak wynika to ze wzorów 8, a te parametry z kolei wyznaczają wartości pól krytycznych, więc rozumowanie to wskazuje na znaczenie praktyczne omawianej problematyki oraz umożliwia zarazem jej weryfikację doświadczalną. Jakkolwiek sama temperatura krytyczna jest parametrem z pierwszej grupy, a więc o podstawowym znaczeniu, to jednak szerokość przejścia do stanu nadprzewodnictwa ΔT_c i skok rezystancji podczas przejścia już zależą istotnie od czystości materiału. Jako przykład podamy wynik doświadczalny pomiaru zmian magnetyzacji z temperaturą zsyntetyzowanej ceramiki nadprzewodnikowej typu YBaCuO.



Rys. 4. Przejście do stanu nadprzewodnictwa zsyntetyzowanej ceramiki YBaCuO, $B=0.5$ T.

Widoczny jest na rys. 4 skok magnetyzacji przy osiągnięciu temperatury krytycznej oraz następnie stopniowy dalszy spadek magnetyzacji wraz z temperaturą. Zagadnienie to prześledźmy bliżej na podstawie modelowej analizy przejścia do stanu nadprzewodnictwa ceramicznego nadprzewodnika wysokotemperaturowego, opisanego przybliżeniem ziaren nadprzewodnikowych o okrągłym kształcie. O ile wypełnienie ziarnami nadprzewodnikowymi ceramiki oznaczmy symbolem η_0 , wówczas otrzymujemy relację:

$\eta_0 = \frac{\pi}{6} \alpha_0^3$, gdzie parametr $0 < \alpha_0 = 2R_0/l_0 < 1$ jest ilorazem promienia ziarna R_0 oraz

średniej odległości pomiędzy ziarnami l_0 w normalnej matrycy. Wówczas parametr l_0 opisuje koncentrację ziaren n_0 zgodnie z formułą: $l_0 = n_0^{-1/3}$. Średnia rezystancja powtarzalnej komórki jednostkowej o rozmiarze l_0^3 zawierającej jedno ziarno nadprzewodnikowe w matrycy normalnej może być policzona w przybliżeniu modelowym równoległe połączonych obszarów, obejmujących nadprzewodnikowe ziarno R_s oraz obszar bez ziarna nadprzewodnikowego R_{bz} . Wówczas rezystancja takiej komórki elementarnej opisana będzie wzorem $1/R_1 = 1/R_{bz} + 1/R_s$, w którym rezystancja obszaru elementarnego zawierającego ziarno nadprzewodnikowe w normalnej matrycy dana jest wyrażeniem:

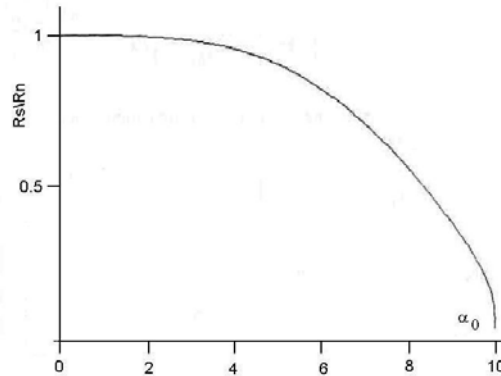
$$\frac{1}{R_s} = \frac{1}{\rho_0} \int \int \frac{r dr d\phi}{l_0 - 2\sqrt{R_0^2 - r^2}} = -\frac{\pi l_0}{2\rho_0} [\alpha_0 + \ln(1 - \alpha_0)] \quad (11)$$

natomiast w drugim obszarze otrzymujemy:

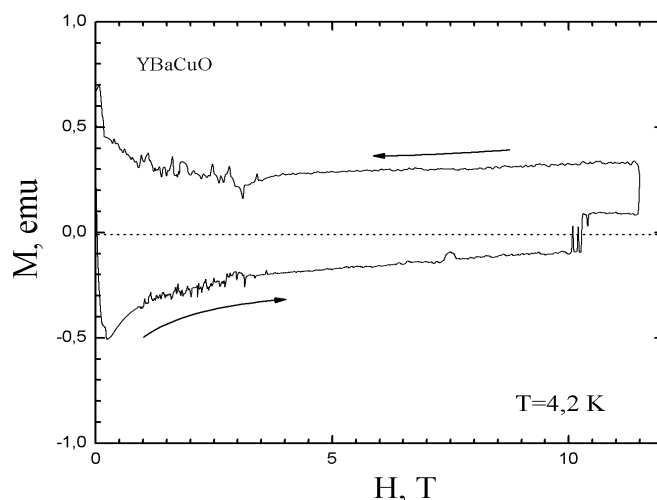
$$R_{bz} = \frac{\rho_0}{l_0(1 - \pi\alpha_0^2/4)} \quad (12)$$

W stanie normalnym rezystancja takiej komórki elementarnej dana jest prostą zależnością $R_n = \rho_0/l_0$. Tak więc w jednorodnym przypadku otrzymujemy stąd skokową zmianę rezystancji po przekroczeniu temperatury krytycznej opisaną relacją:

$$\frac{R_1}{R_0} = [1 - \frac{\pi\alpha_0}{4}(2 + \alpha_0) - \frac{\pi}{2}\ln(1 - \alpha_0)]^{-1} \quad (13)$$



Rys. 5. Zredukowana wielkość skoku rezystancji podczas przejścia nadprzewodnikowego R_s/R_n w funkcji wypełnienia ceramiki ziarnami nadprzewodnikowymi α_0 .



Rys. 6. Krzywa histerezy magnetycznej zsyntetyzowanej ceramiki itrowej $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$.

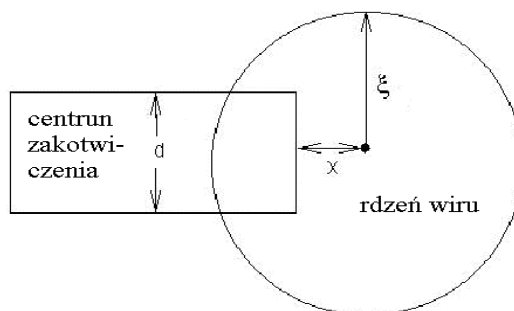
W celu uzyskanie lepszego dopasowania do pomiarów model ten został następnie uogólniony poprzez uwzględnienie niejednorodności rozmiarów ziaren nadprzewodnikowych wokół wartości średniej α_0 , co opisuje parametr σ , z różnymi T_c :

$$\frac{R_s}{R_n} = \frac{\int_0^1 \frac{\exp(-\frac{(\alpha - \alpha_0)^2}{2\sigma^2}) d\sigma}{1 - \pi\alpha/4 * (\alpha + 2) - \pi/2 \ln(1 - \alpha)}}{\int_0^1 \exp(-\frac{(\alpha - \alpha_0)^2}{2\sigma^2}) d\sigma} \quad (14)$$

Na rys. 5 pokazana jest obliczona zależność skoku rezystancji w temperaturze krytycznej od wartości parametru α_0 , będąca analogiem skokowej zmiany magnetyzacji z rys. 5.

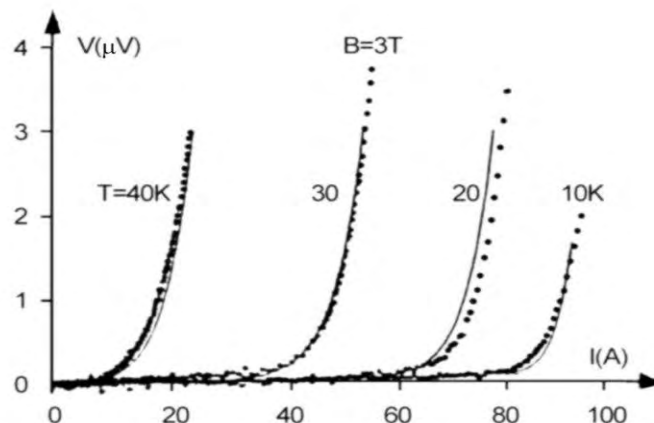
4. III GRUPA WŁAŚCIWOŚCI NADPRZEWODNIKOWYCH

Tę grupę najważniejszą z punktu widzenia zastosowań tworzą parametry związane z nieodwracalnością (histerezą) magnetyczną. Przykładowy wynik pomiaru histerezy krzywej magnetyzacji zsyntetyzowanej ceramiki nadprzewodnikowej typu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, omówionej poprzednio pokazany jest na rys. 6. Efekty te jakkolwiek wykraczają poza ramy



Rys. 7. Schemat zakotwiczenia wiru nadprzewodnikowego na centrum o rozmiarze d

mikroskopowych teorii nadprzewodnictwa II rodzaju, opartych na równowagowych procesach mają decydujące znaczenie przy aplikacjach nadprzewodników, gdyż określają one prąd krytyczny, siły zakotwiczenia, penetrację i zamrożenie strumienia, straty, stabilność i inne elektrodynamiczne zagadnienia. W celu modelowania tych właściwości zaproponowany został model oparty na analizie zmian energii stanu nadprzewodzącego pod wpływem ruchu wiru zaczepionego na centrum zakotwiczenia, co przedstawia rys. 7. Dobrą zgodność wyników obliczeń w tym modelu charakterystyk prądowo-napięciowych taśm nadprzewodnikowych typu BiSrCaCuO z danymi doświadczalnymi pokazuje rys. 8.



Rys. 8. Porównanie charakterystyk prądowo-napięciowych wysokotemperaturowych taśm nadprzewodnikowych typu BiSrCaCuO z modelem teoretycznym.

Autor składa podziękowanie mgr inż. D. Gajdzie z MLSPMiNT za wykonanie pomiarów.

LITERATURA

- [1] Sosnowski J., *Nadprzewodnictwo i zastosowania*, Wydawnictwo Książkowe Instytutu Elektrotechniki, 2003.

Streszczenie: W pracy przedyskutowano wybrane modele opisu właściwości materiałów nadprzewodnikowych. Właściwości te rozpatrzono w trzech grupach. Pierwsza dotyczy fundamentalnych zagadnień stanu nadprzewodzącego, opartych na termodynamicznych relacjach. Są to przede wszystkim temperatura krytyczna, przerwa energetyczna oraz termodynamiczne pole krytyczne. Druga grupa parametrów związana jest z czystością próbek i w ten sposób średnią elektronową drogą swobodną, podczas gdy trzecia grupa zawiera parametry opisane nieodwracalnością magnetyczną. Są to przede wszystkim prąd krytyczny i siły zakotwiczenia. Szczególna uwaga poświęcona jest analizie wpływu domieszkowania w postaci atomów lub innych defektów na parametry należące do tych grup.

Słowa kluczowe: nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe, właściwości materiałowe, zakotwiczenie wirów.



ZAGADNIENIA STRAT MOCY W TAŚMACH NADPRZEWODNIKOWYCH

Jacek SOSNOWSKI

*Instytut Elektrotechniki, Zakład Wielkich Mocy
04-703 Warszawa, Pożaryskiego 28*

AC losses analysis in superconducting tapes

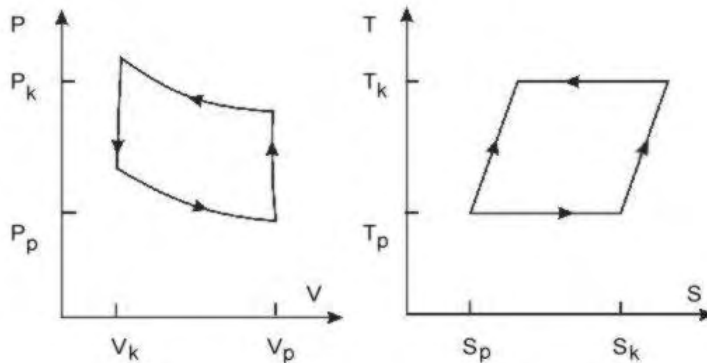
Abstract: *In the paper are investigated electromagnetic AC losses generated in the superconducting technical materials. Analysis is presented based on the Maxwell's equations, leading to the description of the losses in the language of the Poynting's vector and complex magnetic permeability. The losses generated in HTc superconducting tapes of the second generation are calculated taking into account the influence of the ferromagnetic Ni substrate on the magnetic induction profiles in the superconducting filaments.*

Keywords – AC losses, high- T_c superconductors, nickel substrate, tapes

1. WSTĘP

Jak wiadomo nadprzewodniki mogą transportować bez strat tylko stały prąd elektryczny. Prąd przemienny oraz przyłożone zmienne pole magnetyczne prowadzą do rozrywania par Coopera, w efekcie czego zachodzą procesy rozpraszania elektronów i powstanie strat mocy. W artykule przedstawione zostaną wybrane problemy analizy strat mocy w nadprzewodnikach technicznych. Zagadnienie strat mocy posiada szczególnie istotne znaczenie ze względu na niewysoką sprawność chłodziarek kriogenicznych η , która wynika między innymi z ogólnych relacji termodynamicznych:

$$\eta = \frac{T_k}{\Delta T} \quad (1)$$



Rys. 1. Cykl termodynamiczny Stirlinga we współrzędnych ciśnienie-objętość oraz entropia-temperatura

gdzie $\Delta T = T_p - T_k$ jest różnicą pomiędzy początkową temperaturą chłodzenia i końcową, jak pokazuje to rys. 1. Oznacza to, że w przypadku skraplarki helowej pracującej pomiędzy 300 K i 4.2 K otrzymujemy wartość parametru $\eta = 1.3 \%$. O ile uwzględnimy jeszcze rzeczywistą niedoskonałość wykonania, to otrzymujemy wynik, że w rzeczywistym przypadku 1 W mocy wydzielonej w ciekłym helu wymaga zużycia kilkuset watów skraplarki. Przykład cyklu termodynamicznego Stirlinga, z zaznaczonymi temperaturami T_p i T_k , często używanego w procesie chłodzenia pokazany jest na rys. 1. Oczekiwać można zwiększenia sprawności poprzez wprowadzenie wielostopniowego procesu schładzania, gdyż wówczas wyrażenie na sprawność chłodziarki w n -stopniowym cyklu jest określona następującym wzorem, wyspecyfikowanym do przypadku krioprzepustu, którego jeden koniec znajduje się w temperaturze ciekłego helu, a drugi w temperaturze pokojowej:

$$\eta = \frac{\eta_1}{\sqrt{n}} \left(\frac{1}{n + (n-1) \frac{\Delta T}{T_k}} + \frac{2}{n + (n-2) \frac{\Delta T}{T_k}} + \dots + \frac{n-1}{n + \frac{\Delta T}{T_k}} + 1 \right) \quad (2)$$

ΔT oznacza zmianę temperatury w poszczególnym cyklu, natomiast η_1 oznacza sprawność urządzenia chłodniczego niezbędną dla schłodzenia krioprzepustu w pojedynczym cyklu, podczas gdy η_n w n -stopniowym. Równanie 2 posiada minimum dla $n = 19$, natomiast w praktyce stosuje się na ogół dwustopniowy cykl chłodzenia, pierwotnie do temperatury azotowej 77 K, a następnie do temperatury ciekłego helu (4.2 K).

2. ANALIZA STRAT POPRZECZ POMIAR WEKTORA POYNTINGA

Straty w materiałach nadprzewodnikowych mają elektromagnetyczny charakter. O ile przyłożymy do nadprzewodnika zewnętrzną indukcję magnetyczną $B(t)$, to wewnątrz

materiału nadprzewodnikowego indukcja magnetyczna będzie już funkcją czasu i położenia $B(r,t)$. Zgodnie z równaniami Maxwella generowane jest wówczas pole elektryczne E . Iloczyn skalarny gęstości prądu i pola elektrycznego $J \cdot E$ przynosi wyrażenie na dysypację energii w jednostce objętości, ale jednocześnie może ulec zmianie energia wewnętrzna układu U . Opiszmy to zależnością:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla S = -JE \quad (3)$$

W równaniu 3 symbol U oznacza gęstość energii wewnętrznej układu, natomiast wektor Poyntinga S zdefiniowany jako iloczyn wektorowy $S = E \times H$ opisuje całkowity wypływ mocy. Całkując równanie 3 po objętości nadprzewodnika V i przekształcając następnie zgodnie z twierdzeniem Gaussa całkę objętościową w całkę po powierzchni A otrzymamy:

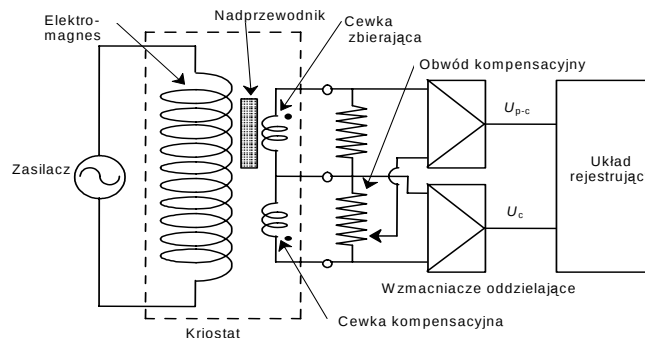
$$\int_A d^2r S \cdot n = \int_V JEdV + \int_V \frac{\partial U}{\partial t} dV \quad (4)$$

Równanie 4 ma ważną interpretację, gdyż lewa jego strona opisuje pełną pracę wykonaną na próbce przez pole magnetyczne, natomiast prawa strona jest sumą energii dysypowanej w jednostce czasu oraz zmiany energii wewnętrznej układu. Dla periodycznych zmian pola magnetycznego energia wewnętrzna U w cyklu nie ulega zmianie i wówczas uzyskujemy wyrażenie na straty mocy na jednostkę czasu w cyklu:

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_V JEdV = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_A d^2r S n \quad (5)$$

O ile przyjąć następnie założenie, że rozkład pola elektrycznego i prądu są w przybliżeniu jednorodne w materiale, to wygodnie jest wprowadzić uśrednione straty w jednostce objętości P_V lub straty generowane na jednostkę powierzchni P_A :

$$P_V = P/V \quad P_A = P/A \quad (6)$$



Rys. 1. Schemat układu pomiaru strat prądowych metodą cewki zbierającej

W przypadku przyłożenia jednorodnego pola magnetycznego straty prądu przemiennoprądowe mogą zostać zmierzone metodą cewki zbierającej, w układzie pomiarowym pokazanym na rys. 1. Jest to metoda wyznaczenia strat prądu przemiennoprądowych materiałów magnetycznych, w tym nadprzewodnikowych poprzez ocenienie przepływu mocy elektromagnetycznej do materiałów z pomocą cewki zbierającej. Układ pomiarowy w tej metodzie składa się z uzwojenia pierwotnego w postaci elektromagnesu nadprzewodnikowego, zasilanego zmiennym w czasie prądem oraz pary uzwojeń wtórnych, utworzonych przez tzw. cewkę zbierającą, w której umieszczona jest próbka pomiarowa oraz połączoną szeregowo cewką kompensacyjną, która równoważy sygnał z głównej cewki zbierającej oraz dostarcza informację o zmianach pola magnetycznego. Badana próbka nawinięta jest w postaci cewki, co zapewnia dostateczną jej objętość. W celu opisu matematycznego działania układu cewki zbierającej pokazanego na rys. 1, przekształćmy równanie 5 do postaci:

$$P = -\frac{d_p}{T} \int_0^T dt H_e \int_L ds E = -\frac{1}{nT} \int_0^T dt H_e U_{p-c} \quad (7)$$

gdzie d_p jest średnim skokiem skręcenia uzwojenia cewki zbierającej, n liczbą zwojów w jednostce długości głównej cewki zbierającej, natomiast L oznacza długość obwodu uzwojenia w cewce. $U_{p-c}(t)$ jest napięciem rozkompensowania spowodowanym obecnością próbki nadprzewodnikowej w układzie cewek pomiarowych. Straty prądu przemiennoprądowego można wyznaczyć wówczas całkując po czasie iloczyn przyłożonego pola magnetycznego H_e oraz nieskompensowanego napięcia na zaciskach cewek pomiarowych U_{p-c} zgodnie z równaniem 7. Napięcie $U_{p-c}(t)$ umożliwia w przypadku przemiennego pola magnetycznego wyznaczenie magnetyzacji próbki zgodnie ze wzorem:

$$M(t) = \frac{1}{\mu_0 NA} \int_0^t U_{p-c}(t') dt' \quad (8)$$

gdzie N jest liczbą zwojów głównej cewki zbierającej, natomiast A efektywnym polem przekroju nawiniętej próbki. Napięcie generowane na cewce kompensacyjnej określa przyłożone pole magnetyczne H_e . Po podstawieniu magnetyzacji M zdefiniowanej wzorem 8, do równania 7 otrzymujemy wyrażenie na straty mocy jako pole powierzchni krzywej magnetyzacji:

$$P = \mu_0 \oint H_e \frac{\partial M}{\partial t} dt = \mu_0 \oint H_e dM \quad (9) \quad (A.3)$$

Dla periodycznie zmiennego pola magnetycznego i zamkniętej pętli histerezy magnetycznej wzór 9 ulega przekształceniu do postaci:

$$P = \mu_0 \oint M dH \quad (10)$$

która określa metodę wyznaczania strat poprzez pomiar pętli histerezy krzywej magnetyzacji, z użyciem magnetometru np. SQUID-u. Straty mocy wyznacza się także metodami kalorymetrycznymi. Na zakończenie przypomnijmy jeszcze kilka definicji strat:

straty histerezy (P_h) - straty tego rodzaju, że ich wartość w jednym okresie jest niezależna od częstotliwości, powstające w nadprzewodniku pod wpływem zmiennego pola magnetycznego

straty wiropądowe (P_e) - straty powstające w normalnej matrycy nadprzewodnika lub w materiale konstrukcyjnym, gdy wystawiony on jest na działanie zmiennego pola magnetycznego, przyłożonego albo własnego

straty od prądu sprzężenia między włóknami (P_c) - straty pojawiające się w wielowłóknowych drutach nadprzewodnikowych z normalną matrycą, na skutek prądu sprzężenia

stała czasowa prądów międzywłóknowych (τ) - charakterystyczna stała czasowa prądu sprzężenia skierowanego prostopadle do włókien wewnątrz żyły, przy niskich częstotliwościach

metoda określenia strat przemiennoprądowych magnetyzacyjna - metoda określenia strat przemiennoprądowych w materiałach z pola powierzchni pętli krzywej namagnesowania

3. STRATY MOCY WYZNACZONE POPRZEC POMIAR PRZENIKALNOŚCI MAGNETYCZNEJ

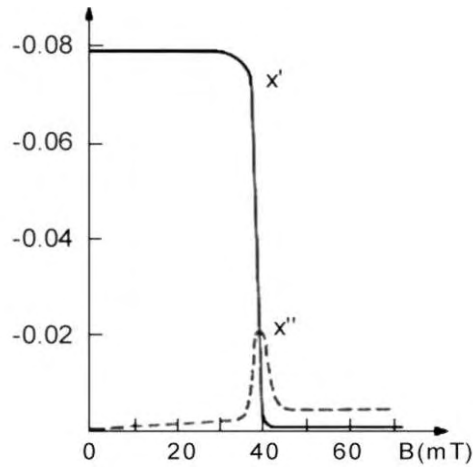
W tym paragrafie przeprowadzona zostanie analiza zmiennoprądowych strat mocy w oparciu o równania Maxwella, w alternatywnym ujęciu opisu strat w języku zespolonej przenikalności magnetycznej. Rozważmy przypadek, gdy pole magnetyczne jest skierowane równolegle do powierzchni walca nadprzewodnikowego lub płaskiej taśmy nadprzewodnikowej i złożone jest z części stałej B_0 oraz nałożonej składowej harmonicznej b_0 : $B = B_0 + b_0 \cos \omega t$. W cewce pomiarowej otaczającej próbkę indukuje się napięcie $V = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}$, gdzie strumień indukcji magnetycznej przechodzącej przez n

zwojów cewki o promieniu R jest określony wzorem: $\Phi = n\pi R^2 B$, a indukowane napięcie odpowiednio równe $V = n\pi R^2 \dot{b}_0$. Również indukcja magnetyczna wytworzona wewnątrz materiału nadprzewodnikowego lub generalnie magnetycznego będzie superpozycją składowej stałej oraz zmiennej: $B = \langle B \rangle + b$. Drugą część tej zależności jako parametr dynamiczny zmienny w czasie rozłożymy w szereg Fouriera:

$$b = \sum_{n=1}^{\infty} b_0 (\mu'_n \cos n\omega t + \mu''_n \sin n\omega t) \quad (11)$$

Współczynnikami w tym rozwinięciu są właśnie dwie składowe przenikalności magnetycznej rzeczywista i urojona:

$$\mu'_n = \frac{\omega}{\pi b_0} \int_0^T b \cos n\omega t dt, \quad \mu''_n = \frac{\omega}{\pi b_0} \int_0^T b \sin n\omega t dt \quad (12)$$



Rys. 2. Zależność od pola magnetycznego obydwu składowych podatności magnetycznej dla próbki z wodorku palladu

Indukowane napięcie jest wówczas opisane wzorem:

$$V = V_0 \sum_{n=1}^{\infty} (\mu_n'' \cos n\omega t - \mu_n' \sin n\omega t) \quad (13)$$

Jak wynika z powyższego rozumowania całkowita przenikalność magnetyczna jest współczynnikiem występującym przy kolejnych harmonicznych indukowanego napięcia. Na ogół bada się tylko pierwszą harmoniczną, jakkolwiek czasem także trzecia harmoniczna jest rejestrowana. Dla ułatwienia zdefiniujemy zespoloną przenikalność magnetyczną, która opisuje pierwszą składową wielkości z równania 13 $\mu = \mu_1' + i\mu_1''$, gdzie $i = \sqrt{-1}$. Ponieważ część harmoniczna wymuszenia była w postaci $b_0 \cos \omega t$, więc pierwsza składowa przenikalności μ_1' określona jest napięciem poza fazą wymuszającą i nosi nazwę rzeczywistej składowej, natomiast druga składowa μ_1'' , która jest w fazie z wymuszeniem nosi nazwę urojonej składowej i określa generowane straty mocy. Korzystając z zespolonego zapisu przenikalności wprowadźmy przez analogię zespolony zapis na magnetyczne pole wymuszające $B(\omega, t) = B_0 + \text{Re}(b_0 \exp(-i\omega t))$ oraz indukowane napięcie $V_1 = V_0 \text{Re}(i\omega \exp(-i\omega t))$. W próżni i ośrodkach niemagnetycznych przenikalność redukuje się do składowej rzeczywistej $\mu_1' = 1$, a generowane napięcie określone jest wzorem $V_1 = \mu V_0 \sin \omega t$, natomiast w nadprzewodniku poniżej pola pierwszej penetracji obydwie składowe przenikalności znikają więc $V=0$.

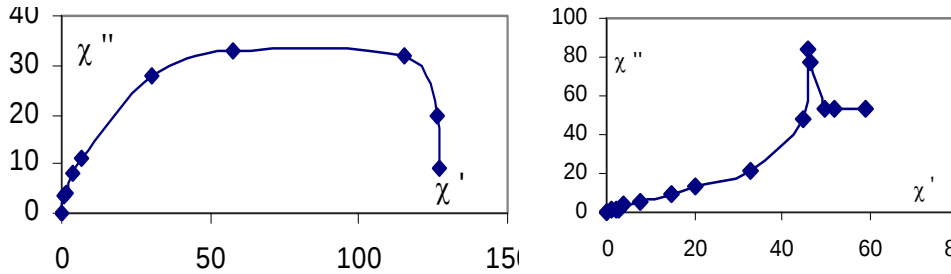
W celu opisu strat mocy poprzez pomiar zespolonej przenikalności magnetycznej, wyrażmy straty w cyklu jako pole pętli histerezy, stosując zapis analogiczny do rów. 10:

$$P = \mu_0^{-1} \oint B_e dB = \frac{1}{\mu_0} \int_0^T (B_0 + b_0 \cos \omega t) \frac{dB}{dt} dt \quad (14)$$

gdzie B_e jest przyłożoną indukcją magnetyczną, natomiast B indukcją wewnętrzną, której nieznikająca w całości z równania 14 składowa opisana jest harmonicznym szeregiem 11. Przeprowadzając elementarne całkowanie równania 14 oraz uwzględniając ortogonalność funkcji trygonometrycznych w tych granicach otrzymujemy tylko nieznikający pierwszy wyraz, który prowadzi do rezultatu:

$$P = \pi b_0^2 \mu_1'' / \mu_0 \quad (15)$$

Jak widać straty w tej metodzie określone są przez iloczyn kwadratu amplitudy przemiennej pola magnetycznego oraz urojonej składowej przenikalności magnetycznej μ_1'' . Eksperymentalnie obydwie składowe przenikalności magnetycznej mierzy się przy pomocy tak zwanego mostka Hartshorna, w układzie analogicznym do przedstawionego na rys. 1, przy rejestracji obydwu składowych przenikalności detektorem fazoczułym. Przykład rezultatu pomiaru zależności od pola magnetycznego obydwu składowych podatności magnetycznej, związanej z przenikalnością magnetyczną zależnością $\mu = 1 + \chi$ pokazany jest na rys. 2 dla próbki z wodoru palladu (na podstawie [1] oraz wcześniejszych prac autora). Podstawową różnicą z punktu widzenia doświadczalnego wyznaczania strat w tej metodzie, w porównaniu z metodą cewki zbierającej opartej na pomiarze wektora Poyntinga, jest fakt pomiaru w tym przypadku strat wywołanych względnie małą amplitudą przemiennej pola magnetycznego nałożonego na stałe pole magnetyczne oraz zastosowanie detekcji fazoczułej, umożliwiającej rozdzielenie obydwu składowych podatności magnetycznej. Porównanie wzajemnej zależności obydwu składowych podatności magnetycznej dla uprzednio badanych w temperaturze helowej próbek wodoru palladu i ołowiu pokazane jest na rys. 3. Odmienny kształt tych przebiegów może przynieść informację o różnicach w procesach dysypatywnych zachodzących w nadprzewodnikach I rodzaju (ołów) i II rodzaju (wodorek palladu).



Rys. 3. Porównanie przebiegów obydwu składowych podatności magnetycznej χ' i χ'' dla próbki z wodoru palladu (lewa strona) i ołowiu (prawa) w jednostkach umownych.

4. ANALIZA ELEKTROMAGNETYCZNA WNIKANIA INDUKCJI

Jak wynika z paragrafu 3 zagadnienia strat w materiałach nadprzewodnikowych mają charakter elektromagnetyczny, więc do ich opisu można użyć równania Maxwella, które zapiszemy w postaci wektorowej. Otrzymane rozwiązanie tych równań dla magnetycznego medium zostanie w paragrafie 5 użyte do opisu materiałów nadprzewodnikowych.

$$\begin{aligned}
\nabla * B &= \nabla * E = 0 \\
B &= \mu\mu_0 H \\
\nabla \times E &= -\frac{\partial B}{\partial t} \\
\nabla \times H &= j
\end{aligned} \tag{16}$$

Na podstawie równań 16 otrzymamy relację określającą wnikanie strumienia indukcji magnetycznej do wnętrza magnetycznego medium oraz dyfuzję gęstości prądu:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial B}{\partial t} &= D_n \nabla^2 B \\
\frac{\partial j}{\partial t} &= D_n \nabla^2 j
\end{aligned} \tag{17}$$

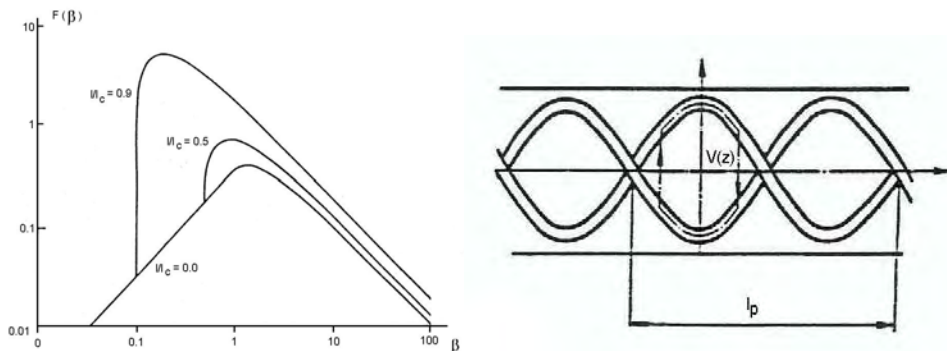
Stała dyfuzji magnetycznej występująca we wzorze 17 opisana jest formułą $D_n = \rho_n / \mu\mu_0$. Wygodnie jest wprowadzić analogicznie do wzorów w paragrafie 3 zapis zespolony, na przyłożoną indukcję magnetyczną $B_a = \text{Re}(B_\omega \exp(-i\omega t))$ oraz wewnątrz nadprzewodnika $B(r, t) = \text{Re}(B_\omega(r) \exp(-i\omega t))$, żeby zapisać równanie dyfuzji w postaci:

$$-i\omega B_\omega(r) = D_n \nabla^2 B_\omega(r) \tag{18}$$

Rozwiązanie równania 18 określające poszczególne składowe indukcji dane jest wzorem

$$B_\omega(x) = B_\omega(0) \exp(-ikx / \delta_n) \tag{19}$$

gdzie głębokość naskórkowa $\delta_n = \sqrt{\frac{2\rho_n}{\mu\mu_0\omega}}$ wynosi dla miedzi około 1 mm, a $k=(1+i)\delta_n$.



Rys. 4. Zależność funkcji $F(\beta)$ z rów. 24 od przyłożonego pola magnetycznego i prądu oraz schemat generacji strat w skutek przepływu prądów międzywłóknowych

5. STRATY ZWIĄZANE Z PŁYNIĘCIEM STRUMIENIA

Powyższe rozumowanie zastosujemy do opisu nadprzewodnika o promieniu r . Dla małych sił zakotwiczenia wzory 16 pozostają ważne o ile zastąpimy rezystywność stanu normalnego ρ_n oraz przenikalność magnetyczną ich odpowiednikami z obszaru płynięcia strumienia indukcji magnetycznej w nadprzewodniku: $\mu \rightarrow \mu_f, \rho_n \rightarrow \rho_{ff}$, gdzie są one funkcjami przyłożonej indukcji: $\rho_{ff} = \rho_{ff}(B_r(H)), \mu_f = \mu_0^{-1} dB_r(H)/dH$. W analogiczny sposób ulegają zmianie stała dyfuzji D i głębokość naskórkowa δ oraz czas τ :

$$D_{ff} = \frac{\rho_{ff}}{\mu_0 \mu_f} \quad \delta_{ff} = \sqrt{2\rho_{ff} / \mu_0 \mu_f \omega} \quad \tau_{ff} = r^2 / 2D_{ff} \quad (20)$$

Zespolona przenikalność magnetyczna w przypadku słabego zakotwiczenia, gdy nie uwzględnia się efektów histerezy zdefiniowana jako $\mu = \mu' + i\mu'' = \mu_1' + i\mu_1''$, opisana jest obecnie zmodyfikowanymi funkcjami Bessela - modułem M i fazą Θ funkcji Kelvina:

$$\mu' / \mu_f = f_0(x) \cos \beta(x) \quad (21)$$

$$\mu'' / \mu_f = f_0(x) \sin \beta(x) = f_2(x) \quad (22)$$

gdzie $f_0(x) = 2M_1(x)/xM_0(x)$, $\beta(x) = \Theta_0(x) - \Theta_1(x) + 0.75\pi$, a $x = \sqrt{2\omega\tau_{ff}}$.

Wówczas wyrażenie na straty mocy zgodnie z równaniem 15 opisane jest wzorem:

$$P = \frac{\pi b_0^2 f_2(\sqrt{2r/\delta_{ff}})}{\mu_0} \mu_f \quad (23)$$

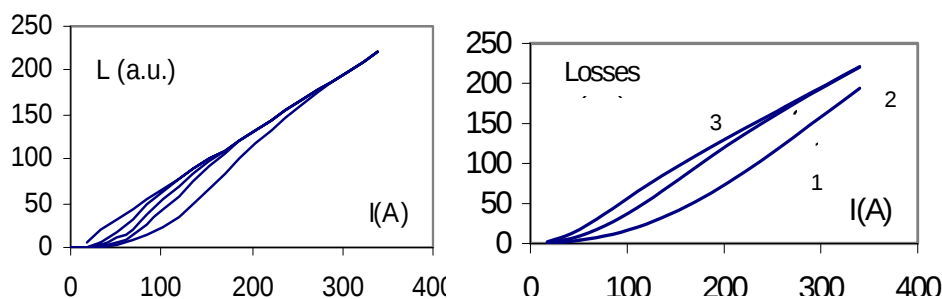
6. STRATY ZWIĄZANE Z HISTEREZĄ MAGNETYCZNĄ

Podstawowe źródło strat w nadprzewodnikach jest związane z nieodwracalnością krzywej magnetyzacji i opisane są relacją 10. Ulegają one modyfikacji w skutek przepływu prądu transportu, co opisuje równanie 24 dla narastającego pola magnetycznego:

$$P = \frac{B_m^2}{2\mu_0} \left(\frac{1+i^2}{\beta} - \frac{2(1-i^3)}{3\beta^2} \right) = \frac{B_m^2}{2\mu_0} F(\beta) \quad (24)$$

gdzie $\beta = B_m / B_p$ określone jest ilorazem zewnętrznej indukcji magnetycznej do pełnego wnikanie B_p . Zależność funkcji $F(\beta)$ od indukcji magnetycznej pokazana jest na rys. 4. Przedstawiono tutaj także mechanizm generacji w prostopadłym polu magnetycznym prądów międzywłóknowych, w skręconych dla zmniejszenia strat taśmach nadprzewodnikowych o skoku $l_p \propto \sqrt{\tau}$. Wartość tych strat dla sinusoidalnego pola wynosi: $P_c = 4\pi^2 \tau \mu_0^{-1} B_m^2 f$. W taśmach nadprzewodnikowych drugiej generacji, które

rozpatrzmy obecnie zamiast skręcenia włókien stosuje się ich nacinanie, co także redukuje straty na prądy sprzężenia. Dla analizy strat mocy w taśmach II generacji wywołanych przepływem zmiennego prądu uwzględnić należy specyficzną konstrukcję tych taśm, w których istotną rolę pełni podłoże niklowe podwyższające indukowaną prądem transportu indukcję magnetyczną w obszarze włókien nadprzewodnikowych. Obecność tego podłoża uwarunkowana jest względami technologicznymi umożliwiającymi prawidłowy wzrost warstwy nadprzewodnikowej. Zbadany został wpływ niklowego podłoża na straty w poszczególnych włóknach w zależności od ich usytuowania w przewodzie oraz w zależności od charakterystyki magnetycznej samego niklu. Przykładowy rezultat obliczeń wpływu położenia poszczególnego włókna na wartość strat mocy pokazuje rysunek 5. Rozpatrywana była tutaj kwadratowy przewód nadprzewodnikowy, w którym włókna nadprzewodnikowe rozłożone są jednorodnie w całej objętości. Kolejne krzywe od dołu dotyczą włókien leżących coraz bliżej brzegu wzdłuż przekątnej przewodu. Prawa strona rys. 5 z kolei przedstawia wpływ modelowych charakterystyk namagnesowania niklu typu $M \sim B_m \tanh(B)$ na wartość strat mocy.



Rys 5. Zależność od prądu transportu strat mocy związanych z oddziaływaniem podłoża niklowego na poszczególne włókna w funkcji ich położenia oraz dla trzech różnych wartości nasyceń charakterystyk magnetyzacji niklu: 1- $B_m = 0.2T$, 2- $0.5T$, 3- $0.65T$.

LITERATURA

- [1] Sosnowski J., *Nadprzewodnictwo i zastosowania*, Wydawnictwo Książkowe Instytutu Elektrotechniki, 2003.

Streszczenie: W pracy przedyskutowano zagadnienia strat mocy w nadprzewodnikach technicznych. Przeprowadzona została analiza oparta na równaniach Maxwella, która umożliwia analizę strat mocy w języku wektora Poyntinga oraz zespolonej przenikalności magnetycznej. Przeprowadzono obliczenia strat w wysokotemperaturowych taśmach nadprzewodnikowych drugiej generacji, uwzględniając wpływ ferromagnetycznego niklowego podłoża na wartość strat w poszczególnych włóknach w zależności od ich położenia w przewodzie.

Słowa kluczowe: straty mocy, nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe, podłoża niklowe, taśmy



DETEKCJA SYGNAŁÓW EMISJI AKUSTYCZNEJ PODCZAS SYNTEZY $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

Daniel DOPIERAŁA, Leszek WOŹNY,
Anna KISIEL

Politechnika Wrocławska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław,
daniel.dopierala@pwr.wroc.pl, leszek.wozny@pwr.wroc.pl, anna.kisiel@pwr.wroc.pl

Acoustic emission detection during synthesis of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

Abstract: One of the diagnostics techniques of superconducting materials could be acoustic emission method (AE). In the presented paper this method has been applied to control of high temperature superconductors preparation. During synthesis of these materials (at cooling stage) acoustic emission signals were detected. It has been noticed that AE impulses show variable character during whole cooling cycle from 900 to 200°C. Especially high intensity of AE was observed in the 640-580°C range, which is mainly connected with oxygen absorption process to the crystal structure (it takes place about 620°C). Temperature distribution of AE signals indicates places of the most effective oxygen increase. Obtained results confirm structural phase change related to oxygen absorption in such kind of materials.

Keywords: acoustic emission, high temperature superconductor

1. WSTĘP

Jednym z narzędzi diagnostyki materiałów nadprzewodzących może okazać się analiza sygnałów emisji akustycznej (EA). Badania przeprowadzone z nadprzewodnikami wykazały, iż sygnały akustyczne pojawiają się tuż przed przejściem materiału ze stanu nadprzewodnictwa do stanu normalnego [1-6].

Sygnały akustyczne zostały też wykryte podczas ogrzewania i ochładzania niektórych nadprzewodników wysokotemperaturowych z temperatur bliskich 1000°C do temperatury pokojowej (podczas syntezy nadprzewodników ceramicznych) [7]. Ten etap preparatyki

jest bardzo ważny w przypadku materiałów typu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ze względu na ich właściwości fizykochemiczne. Zachodząca wówczas absorpcja tlenu decyduje o wartości parametrów krytycznych, głównie o wartości temperatury krytycznej T_c .

Analiza uzyskanych sygnałów być może pozwoli na sprawniejsze i mniej energochłonne kontrolowanie procesów uzyskania materiałów nadprzewodzących. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ jest szczególnym materiałem wśród nadprzewodników wysokotemperaturowych, ponieważ zawartość tlenu w jego strukturze krystalicznej jest zmienna (indeks tlenowy przyjmuje wartość od 6,4 do 7,0) i wpływa w zasadniczy sposób na właściwości ceramiki nadprzewodzącej, a szczególnie na wartość parametru T_c . Uzyskanie jak najbardziej optymalnego składu tlenowego pozwala na osiągnięcie wysokich wartości istotnych parametrów. Pojawiające się w czasie chłodzenia materiałów ceramicznych sygnały mogą świadczyć o wbudowywaniu w komórki fazy tetragonalnej tlenu. Sygnały te mogą też być wywołane przesuwaniem się granic ziaren oraz powstawaniem mikropęknięć w mikrostrukturze nadprzewodników. Efekty te mogą wpływać na różnorodne właściwości fizyczne materiałów ceramicznych. Tak więc, posługując się techniką emisji akustycznej oraz prowadząc badania strukturalne nad uzyskanymi materiałami, np. przez wykorzystanie analizy rentgenowskiej oraz mikroskopowej, można poprawić znacznie parametry nadprzewodników oraz modyfikować w sposób celowy technologię wytwarzania materiałów nadprzewodzących.

2. PREPARATYKA I WŁAŚCIWOŚCI PRÓBKII $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

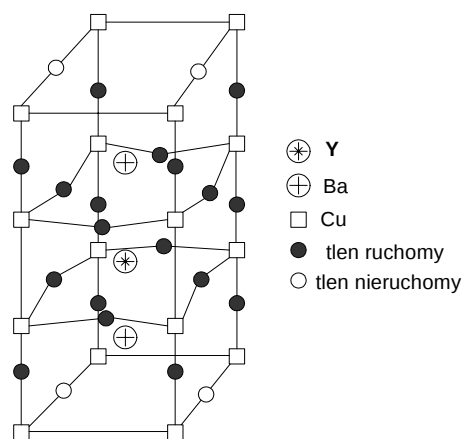
Próbkę syntezowano poprzez reakcje standardową w ciele stałym. Składnikami wyjściowymi były tlenki itru Y_2O_3 i miedzi CuO oraz węglan baru BaCO_3 . Czystość użytych substratów była bardzo wysoka. W celu ujednoludnienia jakości i wielkości ziaren dokładnie odważone w odpowiednich proporcjach składniki wsypano do moździerza porcelanowego i starannie roztarto, aż do otrzymania szarostalowej jednolitej barwy. Synteza $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ zachodziła w atmosferze powietrza, w tyglu korundowym, w temperaturze około 950°C .

Dokładna wartość indeksu tlenowego x zależy od szczegółowych warunków syntezy, głównie szybkości chłodzenia do temperatury pokojowej i zawiera się w przedziale 6,4 do 7,0. Z kolei wartość indeksu x wpływa na podstawowe właściwości $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, a przede wszystkim na wartość temperatury krytycznej T_c .

W następnym etapie syntezy przeprowadzono dodatkowe wygrzewanie w celu jak najlepszego ujednoludnienia składu chemicznego materiału. W tym celu otrzymany wstępnie spiek dokładnie roztarto, wsypano do tygla korundowego i wygrzewano w temperaturze 950°C w czasie około 50 h. Powstałą mieszaninę o charakterystycznym matowocznym kolorze poddano dalszej obróbce. Materiał bardzo dokładnie rozdrobniono i sprasowano pod ciśnieniem 50 MPa w pastylki o grubości kilku milimetrów i średnicy około 12 mm. Z pastylek wycięto próbki w kształcie sztabek, na których powierzchnie nanoszono następnie elektrody prądowe i napięciowe z pasty srebrowej. Tak przygotowane próbki montowano do falowodu, wkładano do pieca i podczas schładzania od 800°C do temperatury pokojowej rejestrowano EA. Szybkość chłodzenia wynosiła około $50^\circ\text{C}/\text{h}$. Następnie w niskich temperaturach badano charakterystyki nadprzewodników i określano na ich podstawie parametry krytyczne.

Podczas chłodzenia związków typu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ w zakresie temperatur zbliżonych do wartości 600°C ma miejsce charakterystyczna dla tych materiałów przemiana strukturalna. Następuje wówczas wbudowanie w strukturę sieci krystalicznej dodatkowych atomów tlenu

(tzw. ruchomy tlen), pochodzących z atmosfery otoczenia (rys. 1). Atomy te „rozpychają” komórkę elementarną w jednym z kierunków krystalograficznych, powodując lokalne naprężenia wewnętrzne, a te z kolei są przyczyną powstawania licznych zbliżnięć – co kilkaset stałych sieciowych następuje zmiana kierunku krystalograficznego a i b, w którym umieszczane są atomy tlenu. tak więc towarzyszące temu naprężenia wewnętrzne ulegają relaksacji, której towarzyszyć mogą bardziej lub mniej gwałtowne drgania sieci krystalicznej. Drgania te mogą być rejestrowane przy użyciu techniki emisji akustycznej. Należy spodziewać się, że charakterystyki mierzonej EA będą zależały od parametrów procesu technologicznego próbek $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, np. od szybkości schładzania lub od składu chemicznego otaczającej próbkę atmosfery.



Rys. 1. Komórka elementarna związku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

Parametry nadprzewodzące materiału określono na podstawie zależności rezystancji od temperatury oraz charakterystyki napięciowo-prądowej w temperaturze 77 K. Pomiar właściwości transportowych wykonano zgodnie z normą, stosując kryterium 1 μV przy odległości 10 mm odstęp między elektrodami napięciowymi. Parametry krytyczne próbki $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ przedstawiono w tab. 1.

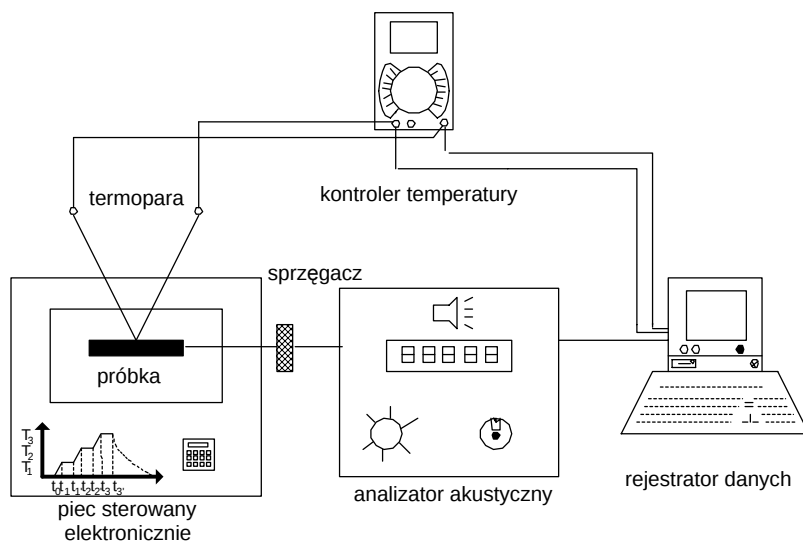
Tabela 1 Parametry krytyczne próbki $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. v – prędkość chłodzenia próbki, T_o – temperatura początkowa przejścia w stan przewodzenia operowego, T_c – temperatura krytyczna, ΔT – szerokość przejścia fazowego (stan nadprzewodzący – stan normalny), I_c – prąd krytyczny, j_c – gęstość prądu krytycznego

v [$^{\circ}\text{C/h}$]	T_o [K]	T_c [K]	ΔT [K]	I_c [A]	j_c [A/cm^2]	ρ_{100} [$\text{m}\Omega\text{cm}$]
50	85,7	92,7	6,0	0,2	1,0	0,32

3. WYNIKI POMIARÓW EMISJI AKUSTYCZNEJ

Dla przygotowanej próbki mierzono zależność tempa emisji akustycznej od temperatury obniżanej od około 900°C do temperatury pokojowej. Detektorem sygnałów ultradźwiękowych był przetwornik piezoelektryczny PZT o częstotliwości rezonansowej 200 kHz.

Ponieważ nie istniała możliwość bezpośredniego połączenia próbki z detektorem, w obszarze wysokich temperatur, zastosowano falowód ze szkła kwarcowego. Zapewniał on wiarygodne odwzorowanie otrzymywanych z próbki emisji akustycznej. Impulsy odbierane przez detektor były następnie wzmacniane w przedwzmacniaczu oraz przetwarzane w analizatorze akustycznym. Analizator wzmacniał ponownie sygnał i wycinał szumy. Zasada pomiaru została pokazana na rys.2. Odpowiednio ukształtowane sygnały były zliczane w jednosekundowych odstępach czasowych i zapisywane w komputerze sprzężonym z analizatorem EA.



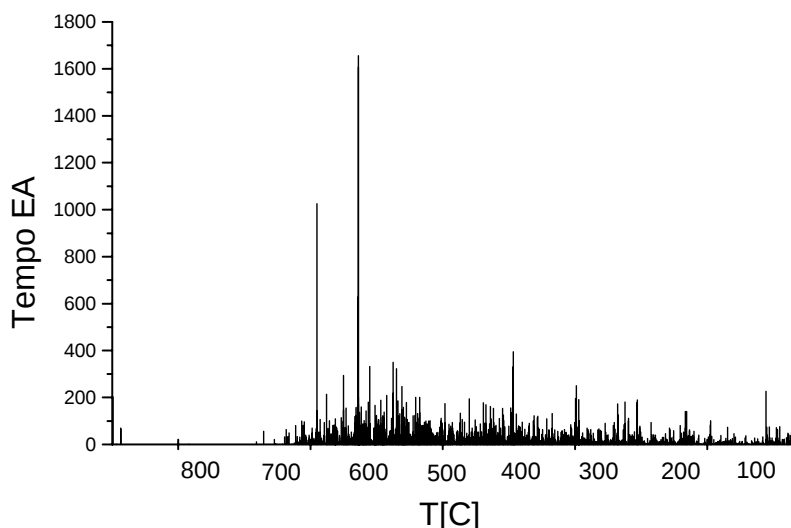
Rys. 2. Układ pomiarowy do pomiaru EA w wysokich temperaturach

Czas pomiaru wynosił około 8 h. Podczas eksperymentu zastosowano następujące parametry pomiarowe: okres próbkowania $\Delta t=1$ s, próg dyskryminacji $PD=0,1$ V, wzmocnienie $K=50$ dB. Temperaturę kontrolowano za pomocą dwóch termopar. Pierwsza na stałe zamontowana była do pieca typu ATEST z regulatorem zmian temperatury, drugą (miedź-konstantan) umieszczono na powierzchni próbki.

Na rysunku 3 przedstawiono przykładowy wynik pomiaru zależności tempa EA (liczba impulsów EA powyżej poziomu dyskryminacji, w przyjętym okresie próbkowania) od temperatury chłodzenia badanej próbki $YBa_2Cu_3O_x$. Szybkość chłodzenia wynosiła 70°C/h.

Podczas procesu odwrotnego-ogrzewania materiału tempo - emisja akustyczna prawie nie była obserwowana, pojawiały się tylko sporadycznie sygnały akustyczne, tak jak w zakresie temperatur od 800 do 680°C podczas chłodzenia próbki. Przyczyną tego jest

prawdopodobnie łagodniejszy przebieg zjawisk chemicznych podczas ogrzewania związku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. następuje wówczas desorpcja tlenu ze struktury krystalicznej, której towarzyszy o wiele spokojniejszy ruch granic zbliżniaczeń niż w przypadku absorpcji atomów tlenu.



Rys. 3. Emisja akustyczna z $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Szybkość chłodzenia $v=70^\circ\text{C/h}$,
PD=100 mV, K=50 dB, $f_0=200$ kHz

4. WYNIKI POMIARÓW EMISJI AKUSTYCZNEJ

Zjawisko EA badane było przede wszystkim w nadprzewodnikach przy przejściach fazowych w niskich temperaturach ze stanu nadprzewodnictwa do stanu przewodnictwa oporowego. EA jest także obserwowana w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych podczas ich syntezy i dotyczy w znacznej większości procesu absorpcji tlenu w strukturę krystaliczną w temperaturze około 620°C dla czystego $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Rozkład temperaturowy zliczeń sygnałów EA wskazuje na miejsca najbardziej efektywnego przyrostu tlenu. Odpowiada on przemianie struktury ceramiki z fazy tetragonalnej na ortorombową. Sygnały EA obserwowane poza obszarem największej intensywności mogą być spowodowane przez mniej oczywiste procesy, które mogą pomagać w tworzeniu nadprzewodników, lub też przeciwdziałać w powstawaniu materiału nadprzewodzącego. Źródłem tych procesów może być tarcie wewnątrz na granicach ziaren i przesuwanie płaszczyzn zbliżniaczeń, częściowa desorpcja tlenu w okolicach temperatury 400°C .

Brak sygnałów emisji akustycznej podczas ogrzewania próbki może wskazywać na to, że w materiałach tych nie zachodzą żadne procesy, które mogłyby mieć wpływ na ich właściwości. Gdy temperatura zaczyna się obniżać poniżej granicy wymienionego przedziału zaczynają się pojawiać sygnały akustyczne o wyraźnej intensywności. Charakter

sygnałów jest jednak zróżnicowany w zakresie pozostałego obszaru temperaturowego. zauważalna jest wyraźna kulminacja EA w temperaturze około 620°C i prawie całkowity zanik sygnałów akustycznych w pobliżu 200°C.

Praca została wykonana w ramach badań statutowych Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii.

LITERATURA

- [1] Nomura H., Takahisa K., Koyama K., Sakai T., Acoustic emission from superconducting magnets, *Cryogenics*, vol. 17, 1977, pp. 471-481.
- [2] Pasztor G., Schmidt C., Acoustic emission from NbTi superconductors during flux jump, *Cryogenics*, vol. 19, 1979, pp. 608-610.
- [3] Nomura H., Sinclair M.N.L., Iwasa Y., Acoustic emission in a composite copper NbTi conductor, *Cryogenics*, vol. 20, 1980, pp. 283-289.
- [4] Woźny L., Mazurek B., Acoustic emission to accompany the superconducting transition of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, *Physica B*, vol. 173, 1991, pp. 309-312.
- [5] Woźny L., Mazurek B., Lubicki P., Acoustic emission from high T_c superconductors during current flow, *Cryogenics*, vol. 33, 1993, pp. 825-827.
- [6] Mazurek B., Ranachowski J., Woźny L., Acoustic emission from high - T_c superconductors, *Acoustic Letters*, vol. 13, 1990, pp. 201.
- [7] Subarro E.C., Sirkanth V., Acoustic emission and phase transition in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, *Physica C*, vol. 171, 1990, pp. 449-453.

Streszczenie: W pracy przedstawiono sposób preparatyki i rezultaty pomiarów parametrów krytycznych masywnych nadprzewodników wysokotemperaturowych typu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. W procesie preparatyki podczas chłodzenia materiałów rejestrowano impulsy emisji akustycznej (EA). Stwierdzono istnienie zjawiska EA oraz jego zmienny charakter podczas całego cyklu chłodzenia w zakresie temperatur od 900 do 200°C. Uzyskane wyniki potwierdzają strukturalną przemianę fazową zachodzącą w materiałach tego typu na skutek absorpcji tlenu. Szczególnie dużą intensywność EA zaobserwowano w obszarze temperatur 640-580°C. Otrzymane wyniki pomiarowe świadczą o różnorodności zjawisk zachodzących podczas ostatniego procesu syntezy związków typu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$.

Słowa kluczowe: nadprzewodnik wysokotemperaturowy, emisja akustyczna



ODDZIAŁYWANIE POMIĘDZY NADPRZEWODNIKIEM $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ I MAGNESEM TRWAŁYM

Leszek WOŹNY, Anna KISIEL,
Piotr WAWRZYNIAK

Politechnika Wrocławska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław,
leszek.wozny@pwr.wroc.pl, anna.kisiel@pwr.wroc.pl

Interaction between $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ superconductor and permanent magnet

Abstract: In the paper magnetic properties of superconducting materials, Meissner effect and levitation phenomena connected have been studied. The measurement technique of interaction forces between superconductor and permanent magnet and construction of set-up were described. The results of levitation force measurements were presented. It has been noticed that levitation force value increases non-linear with the sample thickness. Strong irreversibility character of interaction forces (dependence on magnetic history) has been also observed.

Keywords: superconductor, Meissner effect, levitation

1. WSTĘP

Po odkryciu zjawiska doskonałego diamagnetyzmu nadprzewodnika nastąpiły próby praktycznego wykorzystania także tej cechy. Efekt Meissnera powoduje wypychanie z wnętrza nadprzewodnika strumienia indukcji pola magnetycznego, co objawia się odpychaniem nadprzewodnika od zbliżonego do niego magnesu trwałego. Gdy materiał nadprzewodzący ma dostatecznie duże rozmiary możliwe jest umieszczenie ponad nadprzewodnikiem małego magnesu tak, aby lewitował on w powietrzu [1].

Ze względu na duże potencjalne możliwości wykorzystania tego efektu w technice, koniecznością stało się określenie wartości możliwych do uzyskania sił lewitacji. W celu praktycznego zastosowania niezbędne są też obserwacje charakteru zjawiska i określeniu jego związków z właściwościami stanu mieszanego nadprzewodników II rodzaju, w szczególności z nieodwracalnym ich charakterem. Dlatego też celem prezentowanej pracy jest zapoznanie się ze zjawiskiem wypychania pola magnetycznego i związanej z nim lewitacji oraz określenie parametrów liczbowych opisujących ten efekt.

Próby wykorzystania lewitacji w konstrukcji szybkobieżnych i cichych środków komunikacji miejskiej podjęły m.in. Japonia, Niemcy i USA. Nadprzewodniki jednak potrzebne tu były tylko do konstrukcji elektromagnesu, powodującego odpychanie pojazdu od umieszczonych na torowisku magnesów trwałych. Początkowa euforia została nieco przygaszona ceną chłodzenia materiałów nadprzewodzących (a także ceną samych nadprzewodników). Spowodowało to nacisk raczej na poszukiwania tańszych materiałów z wyższą temperaturą krytyczną niż na większy rozwój nadprzewodzących pojazdów. Niemniej w Japonii zbudowano eksperymentalny odcinek trasy pojazdu wykorzystującego lewitację o długości kilkuset metrów.

Niezależnie od tego podejmowane są próby konstrukcji pojazdu opierającego się na oddziaływaniu magnes (elektromagnes)–nadprzewodnik. Badania te nie są jeszcze tak zaawansowane jak w przypadku wcześniej wspomnianych kolei, jednak uzyskane do tej pory wyniki są bardzo obiecujące [2].

Na zasadzie oddziaływania magnes–nadprzewodnik konstruowane są także nadprzewodnikowe urządzenia sprzęgające, pozwalające na bezstykową współpracę obrotowych części urządzeń [3]. Zjawisko wypychania pola jest stosowane również w najlepszych obecnie ekranach chroniących przed wpływem zewnętrznych pól magnetycznych [4].

Spore nadzieje wiąże się obecnie z możliwością konstrukcji nadprzewodzących łożysk. W łożyskach takich, ze względu na brak styczności elementów, wyeliminowano praktycznie tarcie, które ma decydujące znaczenie przy ustaleniu maksymalnej prędkości obrotowej [1]. W urządzeniach szybkobieżnych używane są obecnie łożyska magnetyczne, których wadą są niestety niezwykle skomplikowane układy sprzężenia zwrotnego konieczne do utrzymywania stateczności. W łożyskach nadprzewodzących natomiast utrzymanie stateczności ogranicza się do zastosowania metod tańszych, znacznie prostszych, gwarantujących większą niezawodność. Obecnie uzyskiwane prędkości łożysk wykorzystujących lewitację są rzędu 200000 obr./min, a perspektywy są pomyślne dla osiągnięcia w próżni wartości 1000000 obr./min [5].

Nowe łożyska niezwykle ze względu na swą prostotę, stabilność i prawie beztarciowe działanie mogłyby doprowadzić do rozwinięcia o wiele lepszych wirników do takich urządzeń jak żyroskop, napędy dyskowe, systemy skaningowe, szybkie migawki itp. Dla przykładu tradycyjne systemy żyroskopowe pracują przy prędkościach 12000–36000 obr./min, lecz prędkości ponad 100000 obr./min, uzyskiwane w łożyskach nadprzewodzących, mogłyby pozwolić na zmniejszenie masy wirnika bez zmiany momentu pędu. Obecnie dyskowe systemy pamięci pracują przy prędkościach mniejszych niż 10000 obr./min, lecz zwiększenie prędkości 10 lub 100 razy umożliwiłoby zastosowanie mniejszych tarcz, a także uzyskanie krótszego czasu dostępu [5].

Lewitacja osiągniata przy pomocy nadprzewodników może być też użyteczna do konstrukcji urządzeń nie obracających się. Chodzi tu głównie o tzw. łożyska liniowe dla urządzeń o małym i precyzyjnym przesunięciu, jak np. stoliki do mikroskopów elektronowych i przyrządów optycznych [5].

Zjawisko lewitacji wykorzystane jest również w konstrukcji silnika Meissnera [6]. Zasada jego działania jest następująca: na kole z niemagnetycznego materiału umieszczono próbki nadprzewodnika wysokotemperaturowego. Koło zawieszone jest w łożyskach i umieszczone dolną częścią w ciekłym azocie. Pod kołem umocowano nieruchomo silny magnes trwały. Próbka znajdująca się w danej chwili pod powierzchnią azotu znajduje się w stanie nadprzewodnictwa i jest odpychana od magnesu. Ponieważ koło może poruszać się jedynie wokół swojej osi, to odpychanie powoduje wynurzenie się próbki z azotu i przejście jej do stanu normalnego. Szybkość wyjścia ze stanu nadprzewodnictwa uwarunkowana jest różnicą temperatur między dolną a górną częścią koła. W celu zwiększenia tej różnicy temperatur możliwe jest zastosowanie dodatkowe ogrzewania pastylek znajdujących się w górnej części koła. Nadprzewodnik po ogrzaniu jest wprowadzany do ciekłego azotu. Przejście w stan nadprzewodnictwa następuje w takim momencie, aby próbka została odepchnięta w kierunku obrotów silnika. Próbki rozmieszczone są na obwodzie koła w pewnej odległości od siebie. Wraz z przejściem danej próbki do stanu normalnego inna wchodzi w stan nadprzewodnictwa. Następuje więc ciągle obracanie się silnika.

2. ZJAWISKO LEWITACJI MAGNETYCZNEJ

Pierwsze relacje dotyczące stabilnej lewitacji zostały ogłoszone w 1945 roku, ale pierwszy doświadczalny silnik wykorzystujący lewitację w nadprzewodzących łożyskach został zademonstrowany w 1958 roku [1]. Znaczące zainteresowanie lewitacją pojawiło się jednak po odkryciu nadprzewodników wysokotemperaturowych. Przewaga tych nadprzewodników nad klasycznymi przejawia się w tańszym sposobie chłodzenia oraz w wyższych wartościach górnego pola krytycznego.

Obserwacje lewitacji dostarczyć mogą cennych informacji o podstawowych właściwościach nadprzewodników – podatności magnetycznej i prądzie krytycznym. Jeżeli lewitujący magnes zostanie przesunięty ze swojego położenia równowagi, to w po zaprzestaniu działania siły przesuwającej najczęściej nie powraca on w położenie początkowe, lecz znajduje nowe położenie równowagi i w nim pozostaje [1]. Zjawiska z tym związane są dość skomplikowane, co wynika z istnienia histerezy namagnesowania oraz z dynamiki stanu mieszanego w nadprzewodnikach II rodzaju (efekt kotwiczenia nici wirowych).

Mechanizm tego procesu nie został jeszcze od końca poznany, jednak można go wytłumaczyć w sposób następujący. Po umieszczeniu dostatecznie silnego magnesu ponad nadprzewodnikiem ustala się jego odległość od próbki. Nadprzewodnik znajduje się wtedy w stanie Meissnera lub w początkowym stanie mieszanym. Zbliżenie magnesu do próbki powoduje wzrost natężenia pola magnetycznego przy próbce, a tym samym zwiększenie liczby nici wirowych i zmniejszenie odległości między nimi. Ustąpienie zewnętrznej siły działającej na magnes powoduje próbę powrotu nadprzewodnika do poprzedniego stanu – zmniejsza się liczba nici wirowych. W materiale znajdują się jednak centra kotwiczenia, zatrzymujące rozsuwające się nici wirowe. Efektem tego jest zwiększenie w porównaniu ze stanem początkowym, liczby nici wirowych, a tym samym (ponieważ wewnątrz nici wirowej znajduje się w stanie normalnym) zmniejszenie namagnesowania w nadprzewodniku. Zjawisko to nazywane jest zamrożeniem nici wirowych. Powoduje ono z kolei zmniejszenie siły działającej na magnes, co objawia się ustaleniem się położenia magnesu na niższej wysokości niż na początku.

Materiałami stosowanymi w urządzeniach wykorzystujących lewitację (szczególnie w łożyskach nadprzewodzących) są nadprzewodniki ceramiczne z rodziny ReBaCuO (Re – pierwiastek ziem rzadkich), a w szczególności YBCO ponieważ charakteryzują się one wysoką nieodwracalnością magnetyczną pola przy temperaturach ciekłego azotu i niższych, a także wykazują zdolności tworzenia dużych ziarn [1].

Chociaż YBCO w porównaniu z nadprzewodnikami zawierającymi bizmut, rtęć lub tal posiada względnie niską temperaturę krytyczną, to jednak jego krzywa nieodwracalności jest jedną z największych przy temperaturze 77 K i niższych. Ma to duże znaczenie dla stabilności lewitacji, ponieważ zamrożenie strumienia ma wpływ na utrzymywanie stałej wysokości lewitacji.

Namagnesowanie nadprzewodnika jest proporcjonalne do krytycznej gęstości prądu oraz do średnicy ziarna. Duże średnice ziarn są zatem ważne, gdy wymagane jest duże namagnesowanie w celu uzyskania większych sił lewitacji. Uzyskanie dużych ziarn możliwe jest przy zastosowaniu metody stapiania i zestalania, w której to można uzyskać ziarna o średnicy do kilku centymetrów [1].

Opanowanie technologii uzyskiwania dużych monokryształów dla innych nadprzewodników z wysokimi krzywymi nieodwracalności mogłoby również doprowadzić do powstania interesujących materiałów na potrzeby urządzeń wykorzystujących lewitację.

3. STANOWISKO DO POMIARU SIŁ LEWITACJI

Do pomiarów sił lewitacji zastosowano stanowisko, w którym wyznaczenie siły lewitacji następuje poprzez pomiar ciężaru odważników równoważących siłę lewitacji. Przyrząd oparty jest na zasadzie działania urządzenia zwanego wagą Cahna, używanego do pomiarów właściwości magnetycznych materiałów. Schemat stanowiska pomiarowego pokazano na rys. 1.

Przyrząd składał się z wagi szalkowej, w której na końcu jednego z ramion znajdował się sztywno przymocowany magnes trwały. Nad magnesem znajdowała się szalka, przeznaczona na odważniki do równoważenia masy magnesu. W pomiarach używano dwóch magnesów różniących się parametrami magnetycznymi, wymiarami i masą.

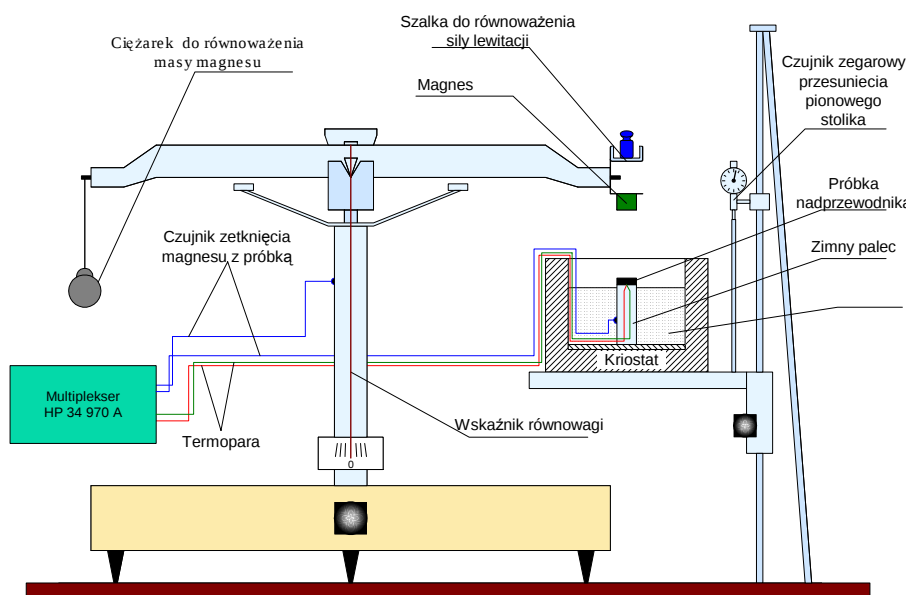
Próbka nadprzewodnika w formie pastylki umieszczona była sztywno w pozycji poziomej na ustawionym pionowo walcu aluminiowym, spełniającym rolę stabilizatora temperatury. Pod próbką w wydrążeniu umieszczony był termoelement typu T (miedź – konstantan). Konstrukcja zimnego palca pozwalała na zamocowanie próbek o średnicach do 20 mm.

Pojemnik z zimnym palcem i ciekłym azotem umieszczony był na sztywnej poziomej belce aluminiowej, którą przymocowano do suwnicy umożliwiającej przesuw w osi pionowej. Wielkość przesuwu kontrolowano za pomocą czujnika zegarowego.

Przyrząd wyposażono w czujnik styku dla określenia momentu zetknięcia magnesu z próbką. Jedną elektrodę czujnika stanowiła próbka z przewodem przymocowanym do osłony prowadnicy wagi. Zwarcie elektrod (magnesu z próbką) powodowało gwałtowny spadek mierzonej rezystancji.

Duża pojemność cieplna zimnego walca oraz dobra izolacja cieplna pozwalały na utrzymywanie próbki YBCO o grubości rzędu milimetrów w stanie nadprzewodnictwa przez okres około 1.5 h od momentu całkowitego napełnienia pojemnika azotem bez konieczności uzupełniania czynnika chłodzącego.

W pomiarach siły lewitacji użyto magnes neodymowy o indukcji 2 T w kształcie walca o średnicy 16 mm, wysokości 10,5 mm i masie 14 g.



Rys. 1. Stanowisko do pomiarów siły lewitacji przy użyciu wagi

Uzyskiwana rozdzielczość przyrządu wynosiła 0,5 mN. Ograniczenie to związane było ze wspomnianą już nieodwracalnością właściwości magnetycznych nadprzewodnika II rodzaju (zamrożenie stanu magnetycznego).

Pierwszym etapem pomiaru było zrównoważenie wagi przy zerowych siłach odpychania. Ustawiano kriostat tak, aby próbka w stanie normalnym stykała się z magnesem, lecz nie powodowała wychylenia wagi. Czujnik zegarowy przesunięcia ustawiano w położeniu zerowym. Następnie przesuwano kriostat w dół i napełniano azotem. Po przejściu próbki w stan nadprzewodnictwa ustawiano kriostat w położeniu zerowym. Ponieważ efekt Meissnera powodował odpychanie magnesu od próbki, następowało odrównoważenie wagi. Doprowadzając wagę z powrotem do równowagi za pomocą odważników umieszczanych na szalce nad magnesem, określano siłę potrzebną do zrównoważenia, która była co do wartości równa sile lewitacji.

Siłę lewitacji w zależności od odległości magnesu od próbki określano opuszczając kriostat od położenia początkowego (zetknięcia próbki z magnesem) i w sposób analogiczny doprowadzając do zrównoważenia wagi.

Ponieważ namagnesowanie nadprzewodnika w stanie mieszanym wykazuje histerezę, to w celu pomiaru w zakresie górnej części krzywej namagnesowania po każdorazowym znizeniu kriostatu zdejmowano odważniki i odchylając ramię wagi niszczone zamrożenie strumienia magnetycznego w nadprzewodniku. Przy pomiarach w zakresie dolnej części krzywej namagnesowania zbliżano magnes z odważnikami na szalce do próbki, powodując zwiększenie liczby nici wirowych i uwalniano ramię. Strumień magnetyczny zostawał wtedy zamrożony w nadprzewodniku. W przypadku braku równowagi należało zbliżyć magnes do próbki, zmienić ciężar odważników i powtórzyć zrównoważenie.

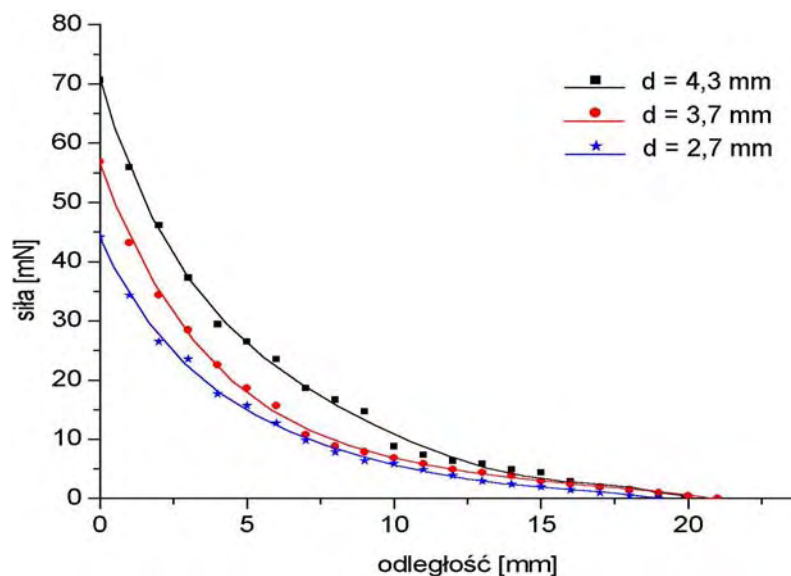
4. WYNIKI POMIARÓW SIŁ LEWITACJI

Do pomiarów sił lewitacji użyto trzech próbek nadprzewodników typu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ w kształcie dysków o średnicy 12,5 mm i grubościach 4,3 mm (próbka Y1), 3,7 mm (próbka Y2) i 2,7 mm (próbka Y3). Próbkę te wytworzono standardową metodą reakcji w ciele stałym. Wszystkie próbki charakteryzowały się wysoką (ponad 90 K) temperaturą krytyczną i wyraźnym efektem Meissnera.

W tabeli 1 zebrano charakterystyczne wartości sił zmierzonych dla próbek Y1, Y2 i Y3. Na rys.2 przedstawiono wyniki pomiarów wartości sił lewitacji w funkcji odległości pomiędzy magnesem i nadprzewodnikiem dla poszczególnych próbek.

Tab.1. Wartości sił odpychania. F_m – siła maksymalna, F_1 – siła przy odległości 1 mm, F_{mm} – siła maksymalna odniesiona do masy próbki, F_{1m} – siła maksymalna przy odległości 1 mm odniesiona do masy próbki ,

Próbka	Wymiary		F_m [mN]	F_1 [mN]	F_{mm} [mN]	F_{1m} [mN]
	średnica [mm]	grubość [mm]				
Y1	12.5	4.3	70.7	55.9	25.9	20.5
Y2	12.5	3.7	56.9	43.2	24.0	18.2
Y3	12.5	2.7	44.1	34.3	25.2	19.6



Rys. 2. Zależność siły lewitacji od odległości między magnesem i nadprzewodnikiem dla próbek o średnicy 12,5 mm i różnych grubościach d

5. OMÓWIENIE WYNIKÓW I WNIOSKI

Celem niniejszej pracy było zbadanie zjawiska lewitacji i pomiary siły lewitacji w zależności od grubości próbki oraz ocena możliwości jej praktycznego wykorzystania, np. w silniku Meissnera.

Pomiary sił lewitacji wykonano przy użyciu dwóch magnesów pomiarowych o różnych parametrach magnetycznych, wymiarach i masach. Pole związane z magnesem orientowano względem próbki w różnych kierunkach.

Wykonano obserwacje i zdjęcia próbek $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ z lewitującym nad nimi magnesem trwałym. Stwierdzono, że siła lewitacji rośnie ze wzrostem grubości próbki. Oszacowano zależności siły lewitacji od masy zredukowanej próbki (tab. 1).

W wyniku przeprowadzonych badań stwierdzono możliwość prostego pomiaru sił powodujących odpychanie magnesu od próbki w stanie nadprzewodzącym (sił lewitacji). Zauważono ponadto bardzo nieodwracalny charakter tych sił – silną zależność od historii magnetycznej. Pomiary sił lewitacji przy zbliżaniu magnesu do próbki dały inne wyniki niż podczas oddalania. Przyczynami takiego zachowania są stan mieszaniny i kotwiczenie nici wirowych, analogicznie jak w przypadku zjawisk związanych z histerezą $B(H)$ i prądem krytycznym w nadprzewodnikach II rodzaju. W przypadku słabego kotwiczenia pętla histerezy jest wąska. Należy spodziewać się, że nie byłyby dostrzegalne wówczas różnice w wartościach siły przy zbliżaniu i oddalaniu magnesu. Gdy siły kotwiczenia osiągają duże wartości rozszczepienie histerezy zarówno $B(H)$, jak i sił lewitacji może być znaczne.

Podczas obserwacji lewitacji magnesu trwałego nad nadprzewodnikiem stwierdzono że:

- magnes ma tendencję do ustawiania się tak, aby linie pola magnetycznego przez niego wytworzonego były równoległe do próbki,
- magnes zawieszony w ten sposób wykazuje dużą stateczność w osi biegunów, natomiast słabą stateczność w osi do niej prostopadłej,
- silny magnes w kształcie walca można wprowadzić w ruch obrotowy nad próbką, czas stabilnego obracania się magnesu wynosił kilkanaście minut z niezauważalnym niemal spadkiem prędkości,
- zbliżenie magnesu biegunem do próbki na niewielką odległość powoduje przy próbie oddalenia opór (magnes „ciągnie” próbkę za sobą na skutek silnego kotwiczenia nici wirowych),
- po zetknięciu magnesu z próbką a następnie oddaleniu go, pojawiają się problemy z ponownym pionowym zawieszeniem magnesu – magnes ma tendencję do pochylania się biegunem w stronę próbki,
- stabilne umieszczenie magnesu nad próbką jest możliwe tylko po zbliżeniu go do próbki na niewielką odległość, a następnie uwolnieniu magnesu,
- wzrost temperatury powoduje obniżenie wysokości lewitacji, aż do wypchnięcia magnesu poza próbkę.

Zaobserwowane podczas eksperymentów oddziaływanie przyciągające między nadprzewodnikiem a magnesem trwałym związane jest z regułą Lenza: zmiana pola magnetycznego spowodowana oddalaniem magnesu modyfikuje prądy ekranujące w zakotwiczonej sieci nici wirowych w ten sposób, aby strumień magnetyczny przez nie wytworzony przeciwdziałał zmianie indukcji pola pochodzącej od magnesu. Jednakże nie można wykluczyć również innej przyczyny powstawania siły przyciągającej, tym bardziej, że zaobserwowano też inne zjawisko. Podczas zbliżania magnesu z dużej odległości do tej samej próbki, stwierdzono oddziaływanie przyciągające w początkowym stadium zbliżania

Podczas dalszego zmniejszania odległości następowała nagle zmiana i oddziaływanie odpychające zaczynało przeważać. Efekt ten dominował nad siłami odpychania spowodowanych efektem Meissnera przy większych odległościach próbki od magnesu.

Praca została wykonana w ramach badań statutowych Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii.

LITERATURA

- [1] Hull J. R., Superconducting bearings, *Superconducting Science and Technology*, vol. 13, 2000, pp. R1-R15.
- [2] Lee H., Tsuda M., Iwasa Y., Electromaglev (Active-Maglev)- magnetic levitation of superconducting disk with a DC field generated by electromagnets: Part 2 Theoretical and experimental results on lift-to-weight ratio and lateral stiffness, *Cryogenics*, vol. 38, 1998, pp. 419-427.
- [3] Tixador P., Hiebel P., Hotier E., Chaud X., Beaugnon E., Superconducting coupling device, *Cryogenics*, vol. 35, 1995, pp. 567–572.
- [4] Ferreirinho J., Blair D. G., Application of flux trapping in hard superconductors to magnetic shielding and magnetic levitation, *Cryogenics*, 1979, pp. 702–704.
- [5] Moon F. C., *The power of magnetic levitation*, Cornell Quarterly, vol. 24, 1990.
- [6] Takeoka K., Ishikawa A., Suzuki M., Kishi Y., Kuwano Y., Fundamental properties of a new superconducting motor, *Advances in Superconductivity*, vol. 1, 1989, pp. 695–700.

Streszczenie: W pracy omówiono właściwości magnetyczne materiałów nadprzewodzących, efekt Meissnera oraz związane z nim zjawisko lewitacji. Opisano technikę pomiaru sił oddziaływania pomiędzy nadprzewodnikiem i polem magnetycznym magnesu trwałego oraz konstrukcję stanowiska pomiarowego. Przedstawiono wyniki pomiarów tych sił oraz opisano efekt nieodwracalności mierzonych parametrów. Na podstawie przeprowadzonych pomiarów zauważono, że siła lewitacji rośnie nieliniowo wraz ze wzrostem grubości próbki. Zauważono ponadto bardzo nieodwracalny charakter tych sił – silną zależność od historii magnetycznej.

Słowa kluczowe: nadprzewodnik, efekt Meissnera, lewitacja



WPŁYW NIESYMETRII NA KSZTAŁT POLA MAGNETYCZNEGO W TOROIDALNYM TRANSFORMATORZE HTS

¹⁾Bogusław GRZESIK, ²⁾Tadeusz JANOWSKI,
³⁾Roman KOLANO, ¹⁾Mariusz STĘPIEŃ

¹⁾Politechnika Śląska, Katedra Energoelektroniki, Napędu Elektrycznego i Robotyki,
44-100 Gliwice, ul. Akademicka 2, mariusz.stepien@polsl.pl, boguslaw.grzesik@polsl.pl

²⁾Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii,
20-618 Lublin, ul. Nadbystrzycka 38A, t.janowski@pollub.pl

³⁾Instytut Metali Nieżelaznych,
44-100 Gliwice, ul. Sowińskiego 5, romank@imn.gliwice.pl

Influence of asymmetry of HTS transformer on magnetic field distribution

Abstract: The paper describes HTS transformer with windings arranged in toroidal shape. It influences on magnetic field in transformer. The component of magnetic flux perpendicular to cross-section of windings wire is essentially minimized and critical current of HTS wire is increased. The paper focuses on influence of asymmetry of transformer on magnetic field in windings because high critical current is allowed only if perpendicular component of magnetic flux is reduced in each turn of transformer windings.

Keywords: HTS transformer, magnetic field shaping, improving of critical current

1. WSTĘP

Zastosowanie transformatorów wykonanych z przewodu HTS w znaczący sposób podwyższa sprawność przekształcanej energii. Oprócz sprawności bardzo istotnym parametrem świadczącym o jakości przetwarzania jest gęstość energii przenoszona przez transformator. Gęstość energii w transformatorze nadprzewodnikowym zależy głównie od wartości prądu krytycznego przewodu HTS.

Sposób wytwarzania najpopularniejszych przewodów HTS (BiSCCO-2223) sprawia, że na wartość prądu krytycznego oprócz wartości indukcji magnetycznej istotnie wpływa jej kierunek (rozkład składowych indukcji). W związku z powyższym, uzyskanie wyższej wartości prądu krytycznego w polu o danej wartości indukcji możliwe jest po ułożeniu tego przewodu w odpowiednim kierunku (najkorzystniejsze jest ułożenie, przy którym dłuższy bok przekroju przewodu HTS jest równoległy do wektora indukcji magnetycznej).

Uzwojenia klasycznego transformatora (solenoidalne) pozwalają na uzyskanie opisanego powyżej rozkładu indukcji magnetycznej jedynie w środkowej części uzwojenia. Rozkład indukcji na brzegach uzwojeń jest zniekształcony i ogranicza wartość prądu krytycznego całego uzwojenia. Podejmowane są próby kształtowania pola na brzegach uzwojeń poprzez wprowadzanie dodatkowych elementów wykonanych z materiału znacznej przenikalności magnetycznej [1]. Rozwiązania te pozwalają na jedynie częściowe usunięcie zniekształcenia na brzegach uzwojeń. Uzyskanie odpowiedniego rozkładu pola w całym uzwojeniu wymaga kompleksowej zmiany jego kształtu. Takie właśnie rozwiązanie zaproponowano w prezentowanym w niniejszym artykule transformatorze HTS.

2. TRANSFORMATOR HTS Z TOROIDALNYM UZWOJENIEM

Rozwiązaniem konstrukcyjnym transformatora HTS w którym linie pola są równoległe do przekroju uzwojeń, jest transformator z uzwojeniem rozciągniętym na powierzchni toroidu, w którym każdy ze zwojów uzwojenia w kształcie helisy ma dokładnie taki sam kształt i długość jak zwoje sąsiednie. W pracy analizuje się transformator o przekładni zwojowej 1:1 pokazany na Rys. 1. Każdy zwoj uzwojenia pierwotnego w transformatorze przylega bezpośrednio do zwoju uzwojenia wtórnego. Na uzwojenia nałożony jest rdzeń magnetyczny (cienka warstwa taśmy magnetycznej owinięta na toroidzie w kierunku prostopadłym do uzwojeń).

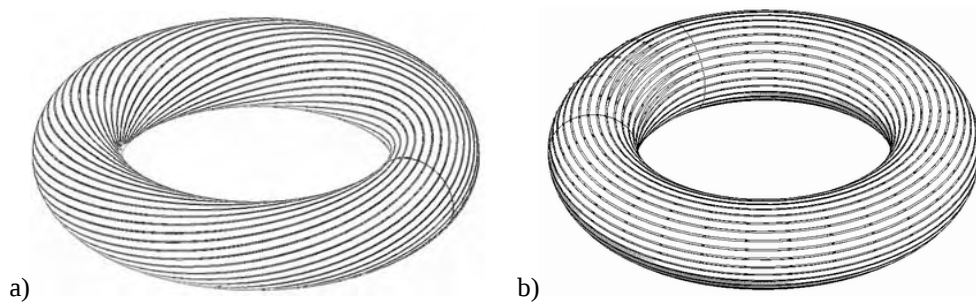


Rys.1. Transformator toroidalny HTS o przekładni 1:1

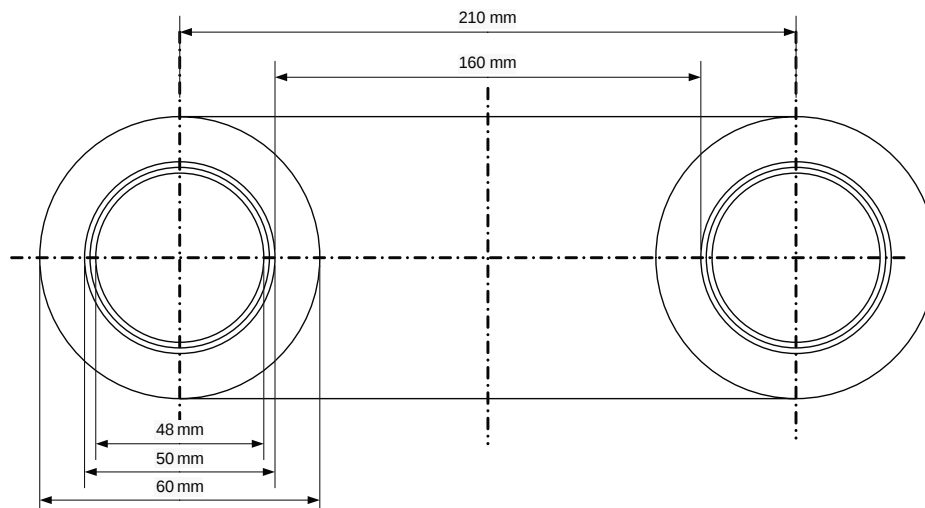
Sposób ułożenia opisanego wyżej uzwojenia na powierzchni toroidu przedstawia Rys. 2a. Wykonanie uzwojenia o kształcie helisy wiąże się z dość skomplikowanymi zabiegami technologicznymi. Podczas uzwojowania konieczne jest kształtowanie uzwojenia we wszystkich trzech płaszczyznach gięcia. Podobne właściwości (kierunek wektorów indukcji magnetycznej równoległy do dłuższej krawędzi przekroju nadprzewodnika) można

uzyskać stosując uzwojenie rozwinięte na powierzchni toroidu, w którym zwoje są równoległymi okręgami o zmieniającej się średnicy. Kształt uzwojenia przedstawiony został na Rys. 2b. W tym przypadku występuje również problem kształtowania uzwojeń, jednak technologia wykonania uzwojeń jest prostsza.

Do badań (analiza komputerowa oraz konstrukcja transformatora prototypowego) wybrano transformator z Rys. 2a, o wymiarach jak na Rys. 3.



Rys.2. Sposób ułożenia zwojów a) w uzwojeniu o kształcie helisy, b) w uzwojeniu ze zwojami równoległymi



Rys.3. Wymiary transformatora HTS poddanego badaniom komputerowym MES

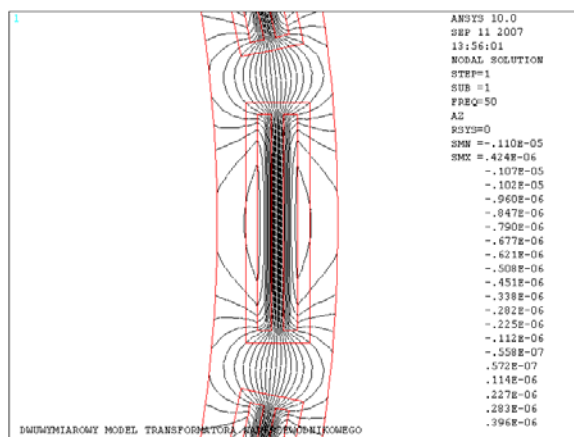
Uzwojenia transformatora ułożono na karkasie z włókna szkło epoksydowego. Zastosowano przewód BiSCCO-2223 typu High Strength Plus Wire o prądzie krytycznym 146 A w izolacji kaptonowej [3]. Rdzeń magnetyczny transformatora w postaci 30 pierścieni nałożonych współosiowo na uzwojenia wykonano z materiału amorficznego Metglas 2605SA1. Materiał ten charakteryzuje się bardzo niskimi stratami mocy na jednostkę objętości rdzenia, a przy tym nie obserwuje się znaczącego pogorszenia właściwości transformatora przy obniżeniu temperatury jego pracy do temperatury ciekłego azotu (77 K).

3. PODSTAWOWE WŁAŚCIWOŚCI TRANSFORMATORA

Parametry znamionowe transformatora opisanego pod względem konstrukcji w poprzednim rozdziale ograniczone są zasadniczo dwoma elementami, prądem krytycznym w uzwojeniach oraz indukcją nasycenia w rdzeniu magnetycznym (w analizie nie bierze się pod uwagę wpływu temperatury ze względu na założenie, że transformator pracuje zanurzony w ciekłym azocie). Właściwości energetyczne transformatora, czyli sprawność i gęstość mocy w transformatorze zależą od uzyskanego znamionowego punktu pracy. Należy zauważyć, że analizowana jest prototypowa konstrukcja z jednowarstwowym uzwojeniem o bardzo małej liczbie zwojów. Powoduje to, że napięcie znamionowe jak i uzyskiwana gęstość mocy są niewielkie. Kluczowym elementem branym pod uwagę przy analizie jest rozkład linii pola magnetycznego (odpowiadający rozkładowi wektorów indukcji magnetycznej) w obszarze uzwojeń transformatora.

Dla badanego transformatora dla przyjętych parametrów krytycznych, pracującego przy częstotliwości 50 Hz: przy założonych wartościach prądów krytycznych uzwojeń 85 A (co stanowi 70 % wartości prądu krytycznego przewodu w polu własnym; prąd uzwojenia pierwotnego jest w przybliżeniu równy prądowi uzwojenia wtórnego gdyż przekładnia transformatora wynosi 1:1), indukcja maksymalna 1 T (przy indukcji nasycenia rdzenia magnetycznego około 1,4 T) otrzymano następujące parametry pracy transformatora: napięcie znamionowe 23 V oraz moc wyjściowa ≈ 1000 W.

Powyższe parametry są możliwe do uzyskania w transformatorze, w przypadku gdy składowa prostopadła indukcji w uzwojeniach transformatora będzie bliska zero. W zaproponowanym rozwiązaniu składowa prostopadła ma wartość kilku militesli i jest o ponad rząd wielkości mniejsza od składowej równoległej (składowa równoległa indukcji w uzwojeniach ma wartość znacznie mniejszą niż indukcja w rdzeniu magnetycznym). Rozkład linii pola magnetycznego w uzwojeniach transformatora przedstawiono na Rys. 4. Składowa prostopadła indukcji w środkowej części zwoju jest praktycznie zerowa, natomiast na końcach zwojów osiąga wartość kilku militesli (wartość składowej na końcach zwojów zależna jest od odległości między zwojami)

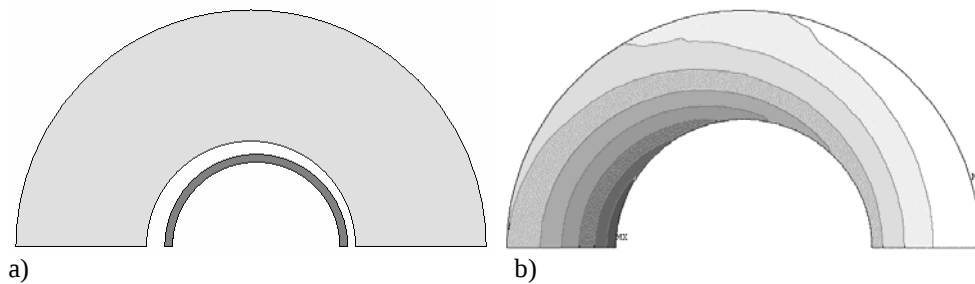


Rys.4. Rozkład linii pola magnetycznego w uzwojeniach transformatora HTS

4. WPŁYW NIESYMETRII TRANSFORMATORA NA ROZKŁAD POLA MAGNETYCZNEGO

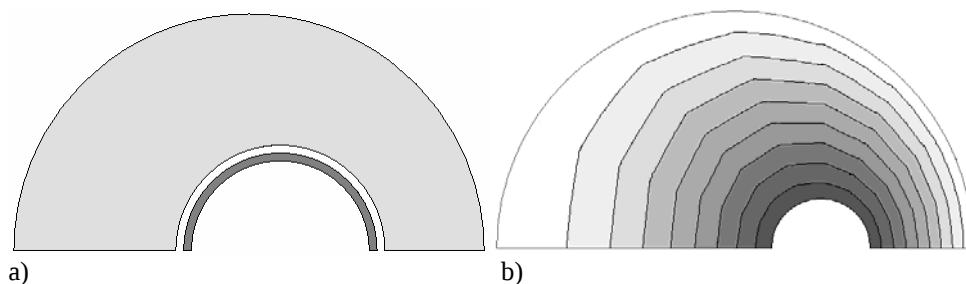
W zależności od stosunku dużego do małego promienia toroidu oraz od rozmiarów i kształtu rdzenia magnetycznego rozkład indukcji magnetycznej w uzwojeniach może odbiegać od rozkładu przedstawionego na Rys. 4. Wynika to z wpływu nierównomiernego rozkładu indukcji w rdzeniu magnetycznym (zjawisko nasila się w przypadku uzwojenia wielowarstwowego). W niniejszej pracy zaproponowano dwa podstawowe sposoby poprawy rozkładu indukcji magnetycznej w uzwojeniach. Pierwszym z nich jest zmiana usytuowania uzwojeń względem rdzenia magnetycznego, drugim zmiana kształtu rdzenia magnetycznego. Obydwa sposoby pozwalają wyeliminować niesymetrię w rozkładzie indukcji w uzwojeniach, a tym samym zminimalizować wartość jej składowej prostopadłej.

Sposób usytuowania uzwojeń względem rdzenia dla pierwszego wymienionego sposobu oraz odpowiadający mu rozkład indukcji magnetycznej w rdzeniu przedstawiono na Rys. 5. Dla omawianego przypadku indukcja magnetyczna po wewnętrznej stronie rdzenia transformatora ma wyższą wartość niż po stronie zewnętrznej. Nieznaczne odsunięcie uzwojeń od rdzenia po stronie wewnętrznej pozwala na uzyskanie w uzwojeniach równomiernego rozkładu indukcji na całym obwodzie uzwojeń.



Rys.5. Kształtowanie rozkładu indukcji w uzwojeniach przez niesymetryczne rozmieszczenie uzwojeń względem rdzenia, a) rozmieszczenie, b) rozkład indukcji w rdzeniu

Drugi sposób poprawy rozkładu indukcji przedstawiono na Rys. 6. Wykonanie rdzenia o zmiennej grubości wzdłuż jego obwodu pozwala na uzyskanie w przybliżeniu równomiernego rozkładu indukcji po wewnętrznej stronie rdzenia (w pobliżu uzwojeń). W tym przypadku uzwojenia usytuowane są koncentrycznie względem wewnętrznego obwodu rdzenia.



Rys.6. Kształtowanie rozkładu indukcji w uzwojeniach przez zmianę przekroju rdzenia, a) rozmieszczenie, b) rozkład indukcji w rdzeniu

Szczegółowa analiza rozkładu indukcji magnetycznej przeprowadzona za pomocą metody elementów skończonych pozwoliła na wykazanie, że opisane powyżej zabiegi technologiczne, dla odpowiednich zmian geometrii pozwalają na uzyskanie indukcji magnetycznej równoległej do powierzchni taśmy HTS.

4. PODSUMOWANIE

Stosując transformator z uzwojeniami HTS nawiniętym tak, że tworzą one powierzchnię toroidu możliwe jest ukształtowanie pola magnetycznego, przy którym otrzymuje się wyższą wartość prądu krytycznego. Ze względu na promień skrętu uzwojeń występuje niesymetria rozkładu pola magnetycznego podwyższająca wartość składowej prostopadłej indukcji w uzwojeniach, a tym samym ograniczająca prąd krytyczny. Istniejące zniekształcenia rozkładu pola można wyeliminować wprowadzając asymetrię a) usytuowaniu uzwojeń względem rdzenia, b) w kształcie rdzenia. Ilościowe wartości przesunięcia środka uzwojenia bądź rdzenia można wyznaczyć w oparciu o analizę metodą elementów skończonych.

LITERATURA

- [1] Friedman A., Shaked N., Perel E., Gartzman F., Sinvani M., Wolfus Y., Kottick D., Furman J., Yeshurun Y.: *HTS SMES operating at liquid nitrogen temperatures for electric power quality improvement demonstrating*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 13, Issue 2, June 2003, pp. 1875 – 1878
- [2] Biskup T., Buhner C., Grzesik B., Krijgsman J., Michalak J., Pasko S., Stępień M., Zygmantowski M.: *Analysis of Inductance and Magnetic Field Distribution in the Superconducting Coil Assigned for Energy Storage Applications*, EPE-PEMC'04, Ryga, Łotwa, 02-04.09.2004
- [4] American Superconductor Web Page, <http://www.amsuper.com/>
- [3] ANSYS Users Manual 10.0

Streszczenie: W artykule opisano transformator z uzwojeniami z nadprzewodnika HTS o geometrii toroidu, zapewniający takie ukształtowanie pola magnetycznego w obszarze uzwojeń, że możliwe jest podwyższenie wartości prądu krytycznego przy tej samej amplitudzie indukcji magnetycznej (optymalne ułożenie składowych indukcji względem przekroju poprzecznego nadprzewodnika HTS). Artykuł skupia się nad wpływem niesymetrii transformatora na rozkład pola magnetycznego. Jak wykazały badania pole zmienia kształt w zależności od stosunku dużej do małej średnicy toroidu. Wprowadzenie nieznacznej niesymetrii w usytuowaniu uzwojeń i rdzenia może przy danej geometrii zapewnić rozkład pola magnetycznego koncentryczny względem uzwojeń nadprzewodnikowych.

Słowa kluczowe: transformator HTS, kształtowanie pola magnetycznego, podwyższanie prądu krytycznego



**ZASTOSOWANIE ELEKTROMAGNESU
NADPRZEWODNIKOWEGO DO BIOSTYMULACJI
PRZEDSIĘWNEJ NASION SILNYM POŁEM
MAGNETYCZNYM**

Antoni CIEŚŁA, Wojciech KRASZEWSKI, Mikołaj SKOWRON

Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie,
Wydział Elektrotechniki, Automatyki, Informatyki i Elektroniki,
Katedra Elektrotechniki

Al. A. Mickiewicza 30, 32 – 059 Kraków
aciesla@agh.edu.pl, wkraszew@agh.edu.pl, mskowron@agh.edu.pl,

***The use of superconducting electromagnet to biostimulation pre-sowing seed
with the strong magnetic field***

Abstract: The influence of magnetic field on alive organisms as well as on germination of seeds and growth of plants was already known in the XIX century. However research into this phenomenon were not undertaken. The fast increase of the interest in influence and utilization of the magnetic field to biostimulation developed in second half of the XX century. At present oneself sequence of research are conducted over the influence on the magnetic field on in pre-sowing biostimulation grain of various plants. The authors of the article propose to add mathematical description of the grain of wheat co-ordinate oblate spheroids. The description of shape grain in this arrangement of coordinates will be the answer for the real best shape. The calculations of the distribution of the magnetic field are led in grain and around it in the assumed arrangement of coordinates. Authors propose application of magnetic field obtained from superconducting DC electromagnet coil to biostimulation. Field value generated in electromagnet coil can be even 6,0 T.

Keywords: magnetic field, pre-sowing biostimulation, superconducting magnets.

1. WSTĘP

Wpływ pola magnetycznego na organizmy żywe w tym na kiełkowanie nasion i wzrost roślin, był znany już w XIX wieku, jednak badania nad tym zjawiskiem nie zostały podjęte. Gwałtowny wzrost zainteresowania wpływem i wykorzystaniem pola magnetycznego do biostymulacji rozwinął się w drugiej połowie XX wieku. Problem pojawił się przy porównywaniu poszczególnych wyników badań, ponieważ używano różnej metodyki badawczej, jak również różnych wielkości do opisywania pola magnetycznego [1].

Przeprowadzane badania dowiodły, że oddziaływanie pól magnetycznych na nasiona i rośliny zależy od gęstości energii tych pól. Natomiast przedsięwzięta biostymulacja także od czasu ekspozycji. Wielkość, która charakteryzuje wpływ pola magnetycznego na organizmy żywe, nazywa się dawką ekspozycyjną D [2].

$$D = \rho_m t_e$$

gdzie:

ρ_m – gęstość energii pola magnetycznego [Jm^{-3}],

t_e – czas ekspozycji [s].

Średnią gęstość energii pola magnetycznego można przedstawić jako [3]:

$$\rho_m = \frac{1}{2} \mu_0 H_m^2 = \frac{1}{2 \mu_0} B_m^2$$

2. ELEKTROMAGNES NADPRZEWODNIKOWY W ZASTOSOWANIU DO BIOSTYMULACJI

Nadprzewodnictwo odkryte w 1911 r. przez Kamerlinga Onnesa, ma wielorakie zastosowania. Jednym z nich jest wzbudzanie silnych pól magnetycznych. Pola te znajdują także szereg zastosowań: separacja magnetyczna, lewitacja elektromagnetyczna itp. Zdaniem autorów mogą znaleźć zastosowanie do biostymulacji.

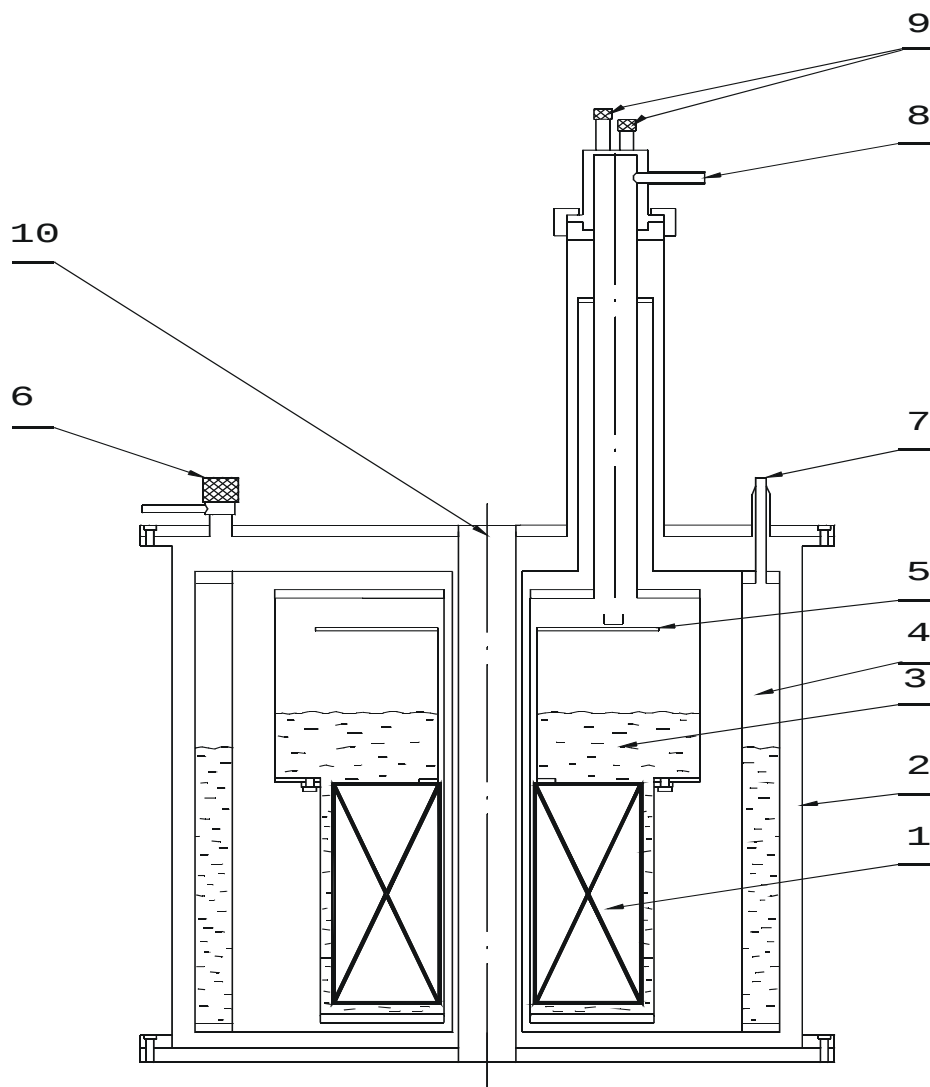
Autorzy dysponują elektromagnesem o unikalnej w skali kraju konstrukcji, w którym pole magnetyczne – dostępne w temperaturze otoczenia – może osiągnąć wartość do 6 T.

Ogólna charakterystyka elektromagnesu

- | | |
|--|------------------------------|
| • maksymalna wartość indukcji magnetycznej: | $B_0 = 6,0 \text{ [T]}$ |
| • prąd zasilania (dla uzyskania indukcji maksymalnej): | $I_{zas} = 27,7 \text{ [A]}$ |
| • typ nadprzewodnika: | I.M.I. Niomax S |
| • indukcyjność uzwojenia: | 130 [H] |
| • średnica przelotowego kanału kriostatu: | 54 [mm] |
| • nominalne odparowanie ciekłego helu z kriostatu
(praca w systemie persistent mode): | 100 [ml/h] |
| • szybkość odparowania azotu: | 350 [ml/h] |
| • położenie centrum pola magnetycznego: | 293 [mm] |

(od dna kriostatu)

Schemat elektromagnesu przedstawia rysunek 1.

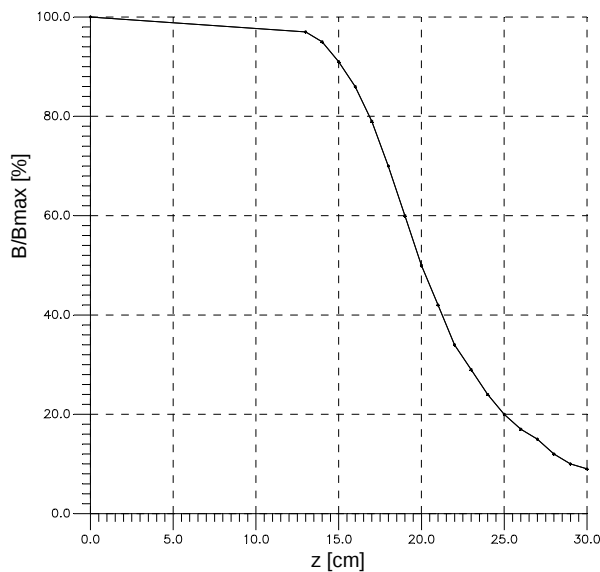


Rys. 1. Schemat elektromagnesu nadprzewodnikowego użytego do badań
 1 – uzwojenie magnesu nadprzewodnikowego, 2 - kriostat, 3 - ciekły hel, 4 - naczynie
 azotowe, 5 - płyta przyłączeniowa, 6 - zawór próżniowy, 7 - wlew ciekłego azotu,
 8 – wylot helu gazowego, 9 - króćce wylotowe ciekłego helu, 10 - kanał magnesu

Jest to urządzenie skonstruowane w kształcie walca z cylindrycznym otworem przelotowym usytuowanym pionowo. Kriostat wykonany jest ze stopu aluminium, jego średnica zewnętrzna wynosi 565 [mm], wysokość kriostatu: 1000 [mm], wysokość kriostatu z kolektorem helu gazowego: 1540 [mm], wysokość kriostatu z konstrukcją nośną: 2070 [mm], natomiast średnica otworu przelotowego ("gorącego" kanału) 54 [mm].

Kriostat jest naczyniem dwuściennym. Między ścianami utrzymywana jest próżnia o ciśnieniu 10^{-3} [Pa]. W przestrzeni tej znajduje się zbiornik azotu połączony z ekranem azotowym. Koncentrycznie w stosunku do zbiornika azotowego jest umieszczony zbiornik ciekłego helu, w którym znajduje się uzwojenie nadprzewodnikowe.

Na rysunku 2 przedstawiono pomierzony rozkład względnej wartości indukcji pola magnetycznego w kanale elektromagnesu. Widać, że rozkład ten (składowa indukcji wzdłuż osi z uzwojenia) jest bardzo korzystny z punktu widzenia prowadzenia badań nad biostymulacją. Zatem cały obszar, w którym zachodzi proces biostymulacji jest praktycznie w jednorodnym polu magnetycznym (próbki znajdują się w polu, którego wartość wynosi ok. 95 % $B_{\max}$).

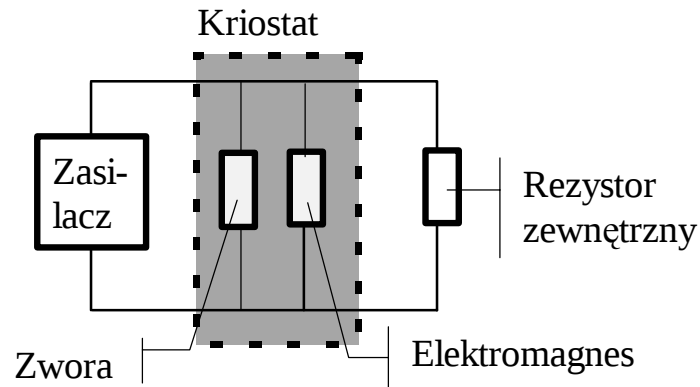


Rys. 2. Rozkład względnej wartości indukcji magnetycznej w osi kanału elektromagnesu

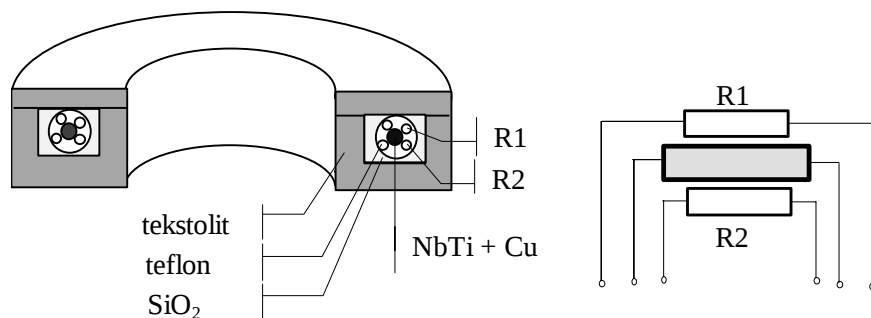
Charakterystyczną cechą opisanego elektromagnesu jest możliwość pracy ze zwartym uzwojeniem (stan persistent mode - „zamrożony prąd”). Umożliwia to obecność zwory nadprzewodnikowej, w którą wyposażony jest elektromagnes.

Elektromagnes nadprzewodzący może działać w trybie pracy ciągłej, jeśli po doprowadzeniu energii do niego, końce uzwojenia zostaną zwarte zworą nadprzewodzącą. Zewnętrzne źródło zasilania będzie wtedy potrzebne tylko do wprowadzania oraz zmian wartości prądu elektromagnesu. Dzięki odłączeniu układu zasilającego od elektromagnesu oszczędza się energię elektryczną i ciekły hel (ogranicza się dopływ ciepła poprzez krioprzepusty). Na rysunku 3 przedstawiono jeden z możliwych sposobów połączenia zwory do obwodu elektromagnesu (połączenie równoległe), natomiast rysunek 4 przedstawia budowę zwory nadprzewodnikowej. Zastosowanie zwory umożliwia utrzymanie bardzo stabilnego pola magnetycznego w ciągu długiego czasu. Zwora nadprzewodząca działa jako klucz – łącznik, a w sytuacji awaryjnej jako klucz wyłączający prąd w cewce i ułatwiający wyprowadzanie z niej energii. Idealna zwora powinna mieć zerową rezystancję przy znamionowej pracy elektromagnesu oraz maksymalnie dużą przy zmianach prądu i w sytuacji awaryjnej. Zwora zostaje przeprowadzona do stanu

rezystywnego na czas zasilania, następnie przeprowadza się ją do stanu nadprzewodnictwa zamykając obwód cewka - zwora. Pomijalnie małe straty mocy w takim układzie wynikają jedynie z istnienia pewnej niewielkiej rezystancji (rzędu $10^{-6} [\Omega]$) na stykach między cewką a zworą.



Rys. 3. Równoległy sposób włączenia zwory nadprzewodzącej do obwodu elektromagnesu



Rys. 4. Schemat budowy zwory nadprzewodnikowej

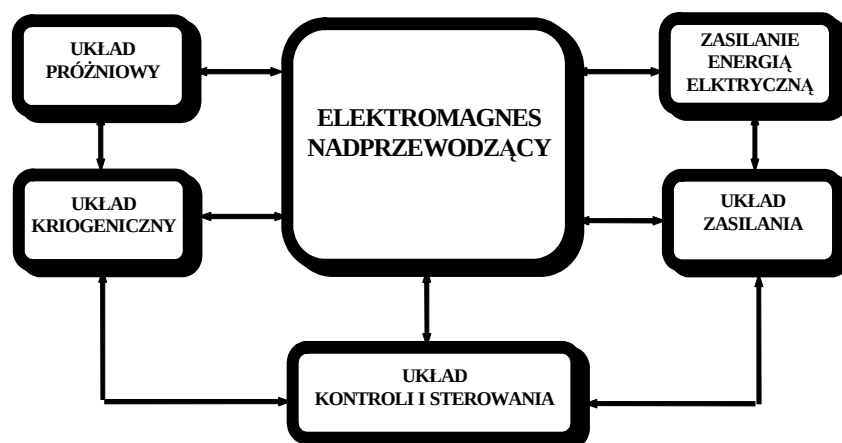
Zworę przeprowadza się do stanu rezystywnego najczęściej za pomocą impulsu cieplnego, zwiększając temperaturę do wartości $T > T_c$. Impuls ten wywołany jest przepływem prądu przez grzejnik umieszczonym w bezpośrednim sąsiedztwie materiału nadprzewodzącego zwory. Wykorzystuje się tu efekt bardzo małej pojemności cieplnej nadprzewodnika w temperaturach kriogenicznych. Dostarczenie nawet niewielkiej ilości ciepła do nadprzewodnika powoduje znaczne zwiększenie jego temperatury. Czas przełączania zwory do stanu rezystywnego wynosi w tego typu układach ok. 100 $[\mu s]$ i jest wystarczający do zadziałania układu zabezpieczenia. Materiał zwory musi charakteryzować się dobrą stabilnością cieplną (np. przewód NbTi w matrycy miedzianej).

Konstrukcja elektromagnesu nadprzewodnikowego ze zwrócią umożliwia wykorzystanie urządzenia długi okres czasu przy ustalonej indukcji pola. Daje to możliwość traktowania zadanych materiałów przez długi okres czasu przez takie samo natężenie pola. Po ustaleniu parametrów pola magnetycznego, w którym prowadzono biostymulację, zwierano uzwojenie i usuwano krioprzepusty. Dzięki temu osiągnano nominalne odparowanie ciekłego helu określone dla tej konstrukcji elektromagnesu.

3. UKŁADY WSPÓŁPRACUJĄCE Z ELEKTROMAGNESEM

Ze względu na istnienie silnych pól magnetycznych, dużych energii zgromadzonych w uzwojeniu oraz niskich temperatur i próżni, eksploatacja elektromagnesów nadprzewodnikowych jest bardziej złożona niż w klasycznych rozwiązaniach elektromagnesów.

Elektromagnes z uzwojeniem nadprzewodnikowym należy wyposażyć w instalację, które muszą uwzględniać wymagania techniki kriogenicznej, próżniowej oraz charakterystyczne stany pracy elektromagnesu, a mianowicie: schładzanie kriostatu i uzwojenia, zasilanie uzwojenia, pracę normalną, stany awaryjne. Rysunek 5 przedstawia schemat blokowy systemu umożliwiającego badanie i eksploatację elektromagnesu.



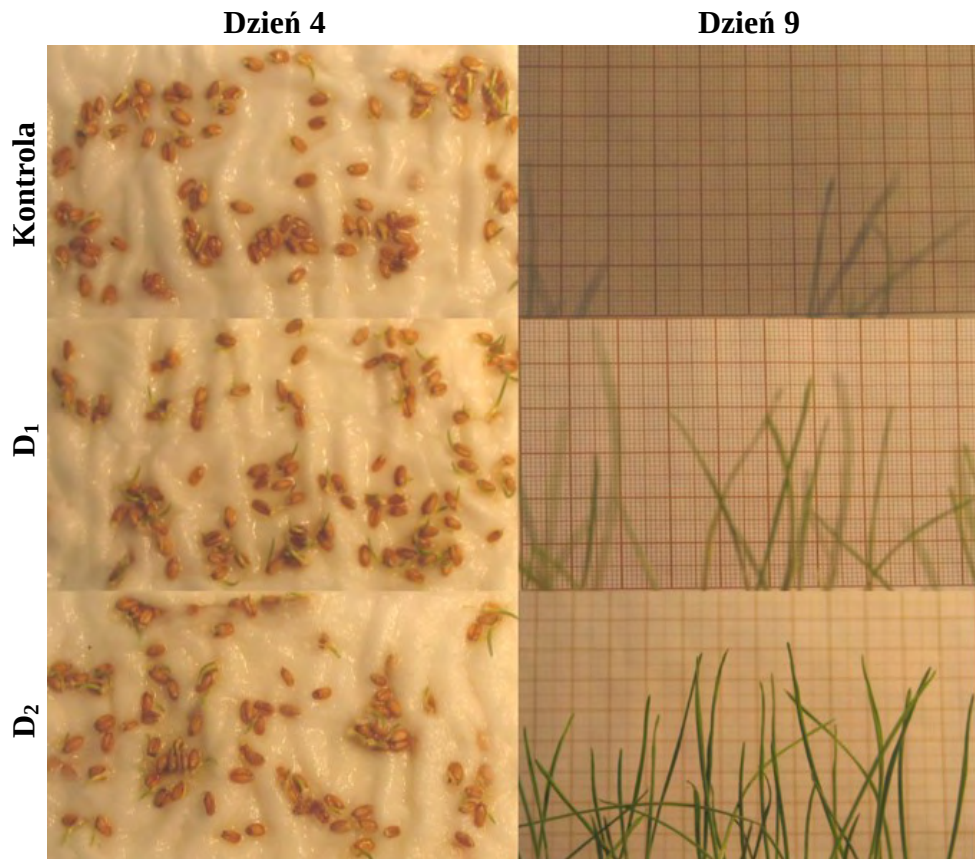
Rys. 5. Funkcjonalne powiązanie układów współpracujących z elektromagnesem nadprzewodnikowym

Laboratorium Krioelektrotechniki Zakładu Elektrotechniki AGH, w którym był realizowany projekt badawczy, jest wyposażone w infrastrukturę niezbędną przy eksploatacji elektromagnesu nadprzewodnikowego (układ próżniowy, układ kriogeniczny) [4].

4. WSTĘPNE BADANIA

Autorzy przeprowadzili wstępne badania stymulacji przedsiewnej ziarniaków pszenicy. Umieszczono ziarna w stałym polu magnetycznym o wartości 925 [mT]. Ze względu na bardzo silne pole, zastosowane zostały dwa krótkie czasy ekspozycji, $t_1 = 8$ [s] oraz $t_2 = 20$ [s]. Dawka ekspozycyjna w tym przypadku wynosiła odpowiednio:

$$D_1 = 5,45 \cdot 10^6 \text{ [Jm}^{-3}\text{s]} \text{ oraz } D_2 = 13,62 \cdot 10^6 \text{ [Jm}^{-3}\text{s]}.$$



Na zdjęciach zrobionych 4 dnia po wysiewie widzimy, że ziarniaków nie stymulowanych wykiełkowało mniej niż ziarniaków stymulowanych polem magnetycznym. Kielki ziarniaków stymulowanych są dłuższe, lepiej wykształcone. Zdjęcia zrobione 9 dnia po wysiewie przedstawiają, że kielki ziarniaków stymulowanych polem magnetycznym o dawce D_2 są dłuższe, jest ich więcej niż kielków ziarniaków stymulowanych dawką D_1 . Kielki ziarniaków nie stymulowanych są dużo krótsze, jest ich zdecydowanie mniej niż kielków z ziarniaków stymulowanych.

5. PODSUMOWANIE

Z przedstawionych wyników badań można wnioskować, że biostymulacja ziarniaków pszenicy stałym polem magnetycznym pozytywnie wpływa na kiełkowanie i początkowy wzrost.

Zastosowanie magnezu nadprzewodnikowego do biostymulacji przedśiewnej polem magnetycznym nasion ma wiele zalet:

- płynna regulacja wartości pola magnetycznego,
- bardzo duży zakres wartości pola magnetycznego (0 – 6 [T]),
- jednorodność pola magnetycznego w dużym obszarze,
- używając silnego pola możemy skrócić czas ekspozycji ziarniaków w polu magnetycznym,

W Katedrze Elektrotechniki AGH w Krakowie planowane są dalsze badania w celu lepszego poznania zjawisk oddziaływania pola magnetycznego na kiełkowanie i wzrost roślin, a także stworzenia modelu matematycznego w celu symulacji wpływu pola magnetycznego na ziarniaki.

LITERATURA

- [1] Pietruszewski S.: *Magnetyczna i elektryczna biostymulacja nasion roślin uprawnych*, Agrolaser 2003, pp 63 – 69.
- [2] Pietruszewski S.: *Magnetyczna biostymulacja materiału siewnego pszenicy jarej*, Rozprawa habilitacyjna, Wydawnictwo Akademii Rolniczej w Lublinie, Lublin 1999.
- [3] Pietruszewski S., Kornarzyński K.: *Wpływ pól magnetycznych na proces kiełkowania nasion*, Inżynieria Rolnicza nr 2/1999 pp. 13
- [4] Cieśla A.: *Practical aspects of high gradient magnetic separation using superconducting magnets*, Physicochemical Problems of Mineral Processing 37 (2003), pp. 169 – 181

Streszczenie: Wpływ pola magnetycznego na organizmy żywe w tym na kiełkowanie nasion i wzrost roślin był znany już w XIX wieku. Jednak badania nad tym zjawiskiem nie zostały podjęte. Szybki wzrost zainteresowania wpływem i wykorzystaniem pola magnetycznego do biostymulacji rozwinął się w drugiej połowie XX wieku.

Autorzy artykułu proponują do opisu matematycznego ziarniaka pszenicy przyjęcie współrzędnych sferoidy spłaszczonej. Opis kształtu ziarniaka w tym układzie współrzędnych będzie najlepiej odpowiadał kształtowi rzeczywistemu. W przyjętym układzie współrzędnych prowadzone są obliczenia rozkładu pola magnetycznego w ziarniaku i wokół niego.

Słowa kluczowe: pole magnetyczne, przedśiewna biostymulacja, elektromagnes nadprzewodnikowy



ZASTOSOWANIE CZUJNIKA SQUID W KRIOGENICZNYM KOMPARATORZE REZYSTANCJI

Michał MOSIĄDZ, Marcin ORZEPOWSKI

Główny Urząd Miar, Zakład Elektryczny
00-139 Warszawa, ul. Elektoralna 2
dc.standards@gum.gov.pl

SQUID sensor in cryogenic current comparator

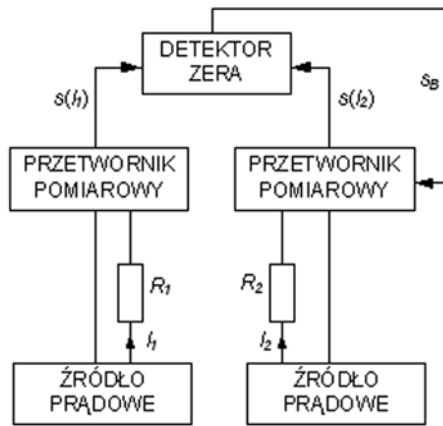
Abstract: Article describes construction and base of work of cryogenic current comparator. Such comparators are widely used for resistance standards measurements with the best world accuracy, and to resistance unit transfer from quantum Hall effect. Comparator uses SQUID sensor and special superconducting screens in its balance detector.

Keywords: SQUID, cryogenic current comparator, resistance measurements

1. WSTĘP

W wielu dziedzinach nauki i techniki konieczne jest wzorcowanie rezystorów z najwyższą możliwą dokładnością. Wśród stosowanych metod pomiarowych najczęściej wykorzystywana jest idea komparacji wartości dwóch rezystorów (rezystora mierzonego z rezystorem odniesienia) [1]. Najczęściej do tego celu wykorzystywane są układy mostkowe, oraz komparatory prądowe.

Ogólną zasadę działania komparatorów prądowych ilustruje rys. 1 [2][3][4]. Dwa niezależne źródła generują stałe prądy I_1 , I_2 o tym samym kierunku, przepływające podczas pomiaru przez rezystory R_1 , R_2 . W stanie równowagi, spadki napięć na obu porównywanych rezystorach są równe. Wówczas przy znanym stosunku prądów I_1 , I_2 możliwe jest wyznaczenie szukanej wartości rezystancji. Układ czujnika jest równoważony za pomocą przetwornika kompensacyjnego. Prąd jest sygnałem wejściowym dla przetworników. Na ich wyjściach powstają sygnały proporcjonalne do wartości prądów płynących w obwodach rezystorów, które można opisać zależnością



Rys. 1. Schemat blokowy prądowego komparatora rezystancji

$$s(I_n) = k_n I_n, \quad (1)$$

w której I_n – prąd wejściowy n -tego przetwornika, k_n – jego współczynnik proporcjonalności przetwarzania. Sygnały porównywane są za pomocą czujnika pomiarowego. W przypadku ich równości

$$\begin{aligned} s(I_1) - s(I_2) &= \\ &= k_1 I_1 - k_2 I_2 = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Komparator prądowy może zostać zrównoważony, gdy różnica sygnałów pochodzących z przetworników jest niewielka. Wykrycie różnicy sygnałów $s(I_1)$ i $s(I_2)$ powoduje przesłanie sygnału

korygującego s_B do jednego z przetworników. Wówczas

sygnały w przetwornikach można scharakteryzować jako

$$\begin{aligned} s(I_1) &= k_1 I_1 \\ s_B &= -k_B I_2 \\ s(I_2) &= k_2 I_2 + s_B = k_2 I_2 - k_B I_2 \end{aligned}, \quad (3)$$

gdzie k_B – współczynnik sprzężenia zwrotnego. Równanie (2) przyjmuje wówczas formę

$$s(I_1) - s(I_2) = k_1 I_1 - (k_2 I_2 - k_B I_2) = 0. \quad (4)$$

W tym momencie możliwe jest wyznaczenie stosunku prądów w układzie komparatora:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{k_1 I_2}{k_2 I_2 - k_B I_2} = \frac{k_1}{k_2 - k_B}. \quad (5)$$

Pomiar stosunku prądów prowadzi do wyznaczenia stosunków rezystancji wzorców (rys. 1 - rezystory R_1 i R_2). Rezystor o znanej wartości jest rezystorem odniesienia. Stosunek rezystancji wyznacza się korzystając z zależności

$$R_1 I_1 = R_2 I_2 \Rightarrow r = \frac{R_1}{R_2} = \frac{I_2}{I_1} = \frac{k_1}{k_2 - k_B}. \quad (6)$$

Jeżeli rezystorem mierzonym jest rezystor R_2 , jego wartość określana jest zależnością

$$R_2 = \frac{R_1}{r} = R_1 \frac{k_2 - k_B}{k_1}, \quad (7)$$

przy czym

$$k_B = f(s(I_1) - s(I_2)). \quad (8)$$

Zasada pracy komparatora prądowego polega więc na takim doborze prądów płynących przez oba rezystory, aby uzyskać na nich takie same spadki napięcia. Mierząc różnicę prądów I_1 - I_2 , a co za tym idzie – pomiar ich stosunku – można wyznaczyć stosunek badanych rezystorów. Pomiar ten odbywa się za pomocą przetwornika kompensującego, który wprowadza do układu detektora zera sygnał równoważący.

Komparatory rezystancji znajdują się w powszechnym użyciu w laboratoriach wzorcujących. Znanych jest wiele rozwiązań konstrukcyjnych, jednak ich zasada działania jest taka sama. Wraz z rozwojem wiedzy dotychczas stosowane konstrukcje przestały spełniać oczekiwania dotyczące dokładności pomiarów [5]. Odkrycie kwantowego efektu Halla [6] i wykorzystanie go do odtwarzania jednostki rezystancji pozwoliło uzyskiwać wartość rezystancji z niepewnością rzędu 10^{-9} [7] wymusiło stworzenie nowego układu pomiarowego, który zapewni odpowiednią czułość i dokładność. Takim układem pomiarowym jest kriogeniczny komparator prądowy, w którym jako detektor zera wykorzystywany jest czujnik SQUID.

2. KRIOGENICZNY KOMPARATOR PRĄDOWY

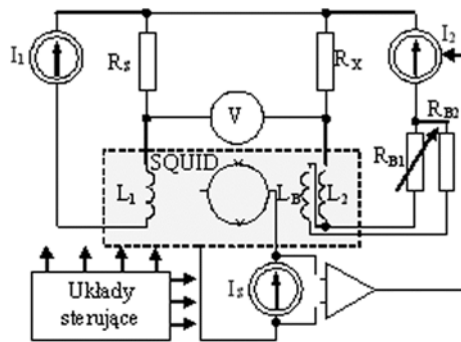
Schemat komparatora kriogenicznego przedstawia rys. 2. Prąd I_1 przepływa przez rezystor wzorcowy R_s oraz N_1 -zwojową cewkę L_1 , i indukuje strumień magnetyczny. W obwodzie rezystora mierzonego prąd I_2 przepływa przez rezystor R_x i N_2 -zwojową cewkę L_2 . Równanie równowagi mostka przyjmuje postać

$$I_1 N_1 = I_2 N_2. \quad (9)$$

Zgodnie z (6) można zapisać

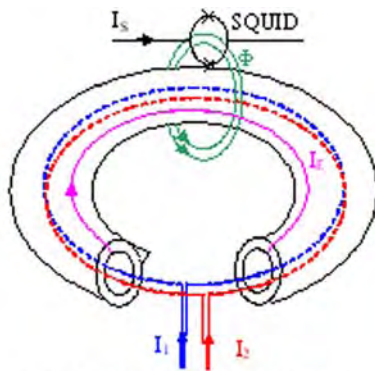
$$\frac{R_x}{R_s} = \frac{I_1}{I_2} = \frac{k_2}{k_1} = \frac{N_2}{N_1}. \quad (10)$$

Uzwojenia komparatora spełniają rolę przetworników pomiarowych. Nie jest możliwe dokładne zrównoważenie układu mostkowego jedynie za pomocą regulacji prądów płynących przez uzwojenia L_1 i L_2 . Do zrównoważenia układu zastosowano cewkę kompensacyjną L_B w obwodzie rezystora mierzonego. Precyzyjne sterowanie układem umożliwia sprzężenie zwrotne między sygnałem detektora zera (czujnika SQUID) i źródłem prądu I_2 . Proces pomiarowy sterowany jest komputerowo. Przy obliczeniach



Rys. 2. Schemat kriogenicznego komparatora prądowego

stosunku rezystancji uwzględniane są wskazanie nanowoltomierza, napięcie na czujniku SQUID oraz sygnały przetworników C/A niezależnych źródeł prądu.



Rys. 3. Zasada działania układu detekcji zmian strumienia pola magnetycznego opartego o czujnik SQUID

W klasycznej konstrukcji komparatorach prądowych czujnikiem zera był odpowiedniej geometrii układ uzwojeń [8][9]. Wraz z cewką kompensacyjną pozwalał na zrównoważenie układu przeznaczonego do pomiaru stosunku prądów w obwodach obu rezystorów. Jednak nawet najlepiej wykonane układy uzwojeń ograniczały dokładność pomiarów. Dopiero zastosowanie techniki nadprzewodnikowej pozwoliło przełamać tę barierę i poprawić możliwości pomiarowe komparatorów prądowych [10]. Uzwojenia pomiarowe komparatora zamknięto w ekrany wykonane z materiałów nadprzewodnikowych, a jako detektor strumienia magnetycznego zastosowano DC-SQUID [11].

Zasadę działania tego typu rozwiązania obrazuje rys. 3. Układ sterowania komparatorem wywołuje przepływ tak dobranych prądów I_1 , I_2 przez obwody rezystorów, aby spadek napięć na obu rezystorach był taki sam. Prądy przepływają przez precyzyjne uzwojenia czujnika. Budowa komparatora umożliwia dobór ilości uzwojeń w zależności od wymaganej dokładności pomiarów i stosunku wartości obu włączonych do układu rezystorów. Uzwojenia umieszczono w ekranie magnetycznym. Prąd przepływający przez uzwojenia indukuje wewnątrz pierścienia nadprzewodnikowego pole magnetyczne, pod którego wpływem w powierzchniowej warstwie nadprzewodnika pojawia się prąd ekranujący. Prąd ten wywołuje pojawienie się strumienia magnetycznego Φ , którego linie okrążają ekran. Strumień Φ jest proporcjonalny do prądów I_1 , I_2 . Za pomocą stałoprądowego czujnika SQUID możliwa jest detekcja tego strumienia, a co za tym idzie – pomiar stosunku I_1/I_2 . Napięcie wyjściowe czujnika SQUID mierzone jest nanowoltomierzem i na jego podstawie, poprzez sprzężenie zwrotne, następuje korekta prądu w cewce kompensacyjnej. Kompensacja prądowa układu odbywa się w kilku powtarzających się krokach [12].

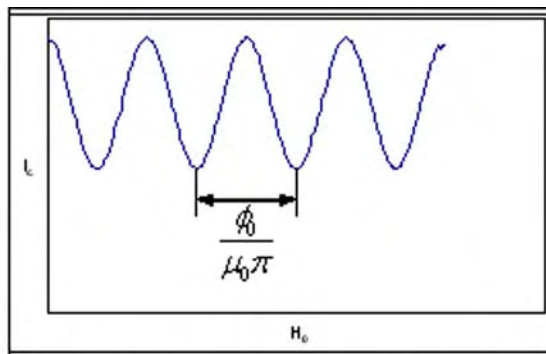
3.1. Czujnik SQUID

Kriogeniczny komparator prądowy zawdzięcza swoją dokładność nadprzewodnikowemu interferometrowi kwantowemu (Superconducting QUantum Interference Device). Czujnik tego typu wykorzystuje interferencję oscylacji kwantowych występujących w złączach Josephsona, do detekcji zmian strumienia magnetycznego. Istnieją dwa rodzaje interferometrów kwantowych: DC-SQUID oraz RF-SQUID. Obie konstrukcje wyglądają podobnie. SQUID zbudowany jest na bazie pętli nadprzewodnikowej, przedzielonej jednym (w przypadku RF-SQUID-u) oraz dwoma (DC-SQUID) złączami Josephsona.

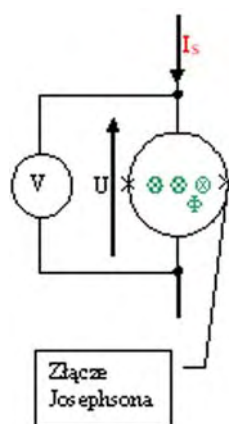
W CCC stosowany jest DC-SQUID. Pętla nadprzewodnika podzielona jest symetrycznie dwoma złączami Josephsona. Złącza takie mają postać złącz tunelowych o strukturze dwóch nadprzewodników pomiędzy którymi występuje warstwa dielektryka, albo przewężenia materiału nadprzewodnika, kontaktu punkowego lub cienkiej warstwy tradycyjnego przewodnika. Złącze Josephsona charakteryzuje występowanie prądu Josephsona opisanego równaniem:

$$I = I_0 \sin(\omega_0 t). \quad (9)$$

Po polaryzacji czujnika SQUID napięciem stałym prąd przepływający przez złącze składa się z prądu wymuszonego przez źródło napięciowe oraz prądu Josephsonowskiego. Gdy całkowity prąd płynący przez złącze jest mniejszy niż prąd krytyczny I_c , złącze zachowuje się jak nadprzewodnik i nie występuje na nim różnica potencjałów. Po przekroczeniu prądu krytycznego charakter pracy złącza zmienia się na rezystywny i na złączu pojawia się spadek napięcia. Wartość prądu



Rys. 4. Zależność prądu krytycznego od natężenia pola magnetycznego, w jakim znajduje się SQUID



Rys. 5. Układ pracy czujnika SQUID

krytycznego I_c jest okresowo zmienną funkcją zależną od wartości zewnętrznego pola magnetycznego H_0 , w którym umieszczono złącze. Rys. 4 przedstawia zależność prądu krytycznego w funkcji natężenia pola magnetycznego dla czujnika SQUID. Szerokość okresu tej funkcji jest proporcjonalna do pojedynczego kwantu strumienia magnetycznego – fluksonu, $\Phi_0 = h/2e = 2,0678 \cdot 10^{-15}$ Wb. Pojawienie się pola magnetycznego H_0 skutkuje modulacją prądu krytycznego złącz Josephsona, wchodzących w skład SQUID-u, co owocuje zmianą spadku napięcia na czujniku. W kwantowym interferometrze nadprzewodnikowym stosuje się słabe złącza Josephsona (np. przewężenie lub kontakt punktowy), gdyż mają one mniejszą wartość prądu krytycznego I_c , niż złącza tunelowe. Rys. 5 przedstawia układ czujnika SQUID. Układ pomiaru napięcia rejestruje spadek napięcia U na pętli podzielonej złączami Josephsona. W kriogenicznym komparatorze rezystancji sygnał ten pozwala na zrównoważenie mostka. O dokładności procesu zrównoważenia decyduje czułość SQUID-u. Parametr ten definiuje się jako najmniejszą mierzalną zmianę napięcia w zależności od

zewnętrznego strumienia magnetycznego i jest zależna od indukcyjności SQUID-u oraz jego rezystancji dynamicznej

$$S = \frac{\partial U}{\partial \phi} = \frac{R}{L}. \quad (10)$$

Dla czujnika SQUID wartość ta wynosi $2\mu V/\Phi_0$.

Komparator kriogeniczny zawdzięcza swoją dokładność bardzo dużej czułości interferometru SQUID. Stanowi ona także problem, gdyż do poprawnej pracy układ potrzebuje pomieszczenia ekranującego od wpływu zewnętrznych zakłóceń elektromagnetycznych. Dodatkowo układ pomiarowy zbudowany w oparciu o CCC jest wrażliwy na drgania, a w szczególności, gdy pomiary są prowadzone przy użyciu wzorca

rezystancji opartego na kwantowym efekcie Halla – czyli na najwyższym poziomie jego dokładności. Wtedy przewody doprowadzające prąd od CCC do próbki Halla są umiejscowione w polu magnetycznym, co w przypadku ruchu powoduje indukowanie się sił elektromotorycznych w przewodach. Prowadzi to do zakłóceń prądów pomiarowych. Problem ten rozwiązuje się poprzez zdalne sterowanie układu pomiarowego z innego pomieszczenia, a w trakcie pomiarów nikt nie przebywa w pomieszczeniu, gdzie znajduje się CCC.

3.2. Układ czujnika strumienia magnetycznego

Jednym z problemów konstrukcyjnych budowy precyzyjnych komparatorów prądowych jest problem doboru odpowiedniej geometrii cewek. Uzwojenia muszą być bardzo dokładnie względem siebie rozmieszczone, aby można było dokładnie zdefiniować funkcję przetwarzania czujnika. Przy dzisiejszym poziomie dokładności pomiarów na błędy mogą mieć nawet wpływ zmiany rozmiarów uzwojeń pod wpływem temperatury. Czujnik komparatora kriogenicznego jest stale zanurzony w ciekłym helu, więc problem jego zmian geometrycznych oraz degradacji wskutek wielokrotnego schładzania zostały wyeliminowane. Cały czas istotną rolę gra precyzja jego wykonania [13]. Aby uniknąć niedoskonałości związanych z precyzją wykonania urządzenia uzwojenia zostały umieszczone w ekranie nadprzewodnikowym.

Materiały nadprzewodzące są idealnymi diamagnetykami, co oznacza, że rozpatrując problem makroskopowo do ich wnętrza nie wnika zewnętrzne pole magnetyczne. Po umieszczeniu materiału nadprzewodzącego w zewnętrznym polu magnetycznym w jego przypowierzchniowej warstwie indukowane są prądy ekranujące. Prądy te indukują pole magnetyczne przeciwdziałające zewnętrznemu polu magnetycznemu tak, że indukcja magnetyczna w objętości nadprzewodnika jest równa zeru [14].

W komparatorze kriogenicznym uzwojenia L_1 , L_2 w obwodach rezystorów umieszczone zostały w ekranie nadprzewodnikowym. Prądy I_1 , I_2 przez nie płynące są proporcjonalne do wartości rezystancji R_1 , R_2 . Prądy płynące przez uzwojenia skierowane są przeciwnie i indukują strumienie magnetyczne Φ_1 , Φ_2 . Dzięki specjalnej konstrukcji i geometrii uzwojeń, dla dostępnych wartości stosunku rezystancji, przez uzwojenia komparatora płyną prądy indukujące strumienie magnetyczne równe co do wartości, przeciwnie skierowane [7]. Warunek równowagi komparatora można więc zapisać jako równość amperozwojów obu uzwojeń

$$N_1 I_1 = N_2 I_2. \quad (11)$$

Warunek ten jest spełniony, gdy stosunek rezystancji R_1 , R_2 jest idealnie równy zadanemu. W innej sytuacji pojawia się różnica wartości siły magnetomotorycznej, a więc

$$N_1 I_1 \neq N_2 I_2. \quad (12)$$

W takiej sytuacji można określić wypadkową siłę magnetomotoryczną obu cewek jako

$$I = N_1 I_1 - N_2 I_2. \quad (13)$$

Prąd I modeluje hipotetyczną cewkę indukującą strumień magnetyczny Φ , będący wypadkowym strumieniem określony jako

$$\Phi = \Phi_1 - \Phi_2. \quad (14)$$

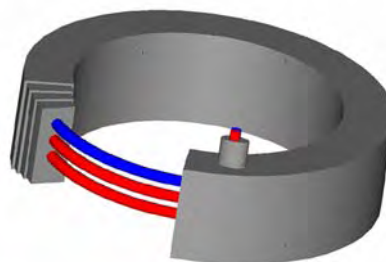
Pod wpływem składowej prostopadłej indukcji magnetycznej w cienkiej warstwie wewnętrznej powierzchni rury ekranującej indukowane są prądy ekranujące I_{si} . Całkowity prąd ekranujący indukuje pola magnetyczne przeciwne do wypadkowego pola magnetycznego pochodzącego od uzwojeń L_1, L_2 .

Rozpatrując problem makroskopowo można stwierdzić, że całkowity prąd ekranujący wewnętrznej I_E powierzchni rury nadprzewodnikowej jest przeciwnie skierowany do prądu I . Zgodnie z prawami Maxwella, strumień magnetyczny zamknięty krzywą C jest równy sumie prądów nią zamkniętych. Aby zachodziło zjawisko Meissnera-Ochsenfelda, we wnętrzu nadprzewodnika indukcja magnetyczna B musi być równa zero [15], a co za tym idzie

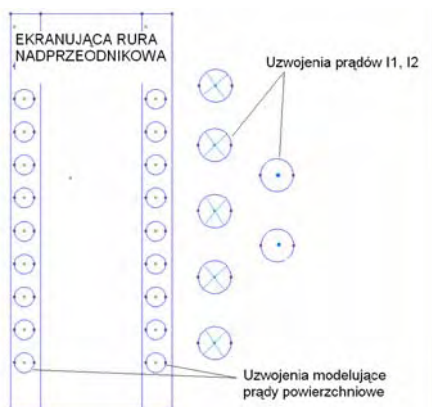
$$\int_C B d\vec{s} = \sum_i \mu_i \vec{I}_i = 0, \quad (15)$$

Oznacza to, że indukowany w powierzchniowej warstwie ekranu nadprzewodzącego prąd powinien indukować strumień magnetyczny, który znosi strumień magnetyczny wytworzony przez prąd I . Makroskopowy prąd ekranujący rozplywa się po całej powierzchni nadprzewodnika.

W przypadku zastosowania zamkniętego torusa, nie byłby możliwy rozływ prądu I_s do zewnętrznej powierzchni ekranu [1]. Aby umożliwić odpowiedni rozływ prądu ekranującego, ekran został zbudowany w kształcie „węża zjadającego własny ogon”. Budowę uzwojeń komparatora umieszczonych w ekranie schematycznie pokazuje rys. 6. Końce uzwojeń L_1 i L_2 zostały wyprowadzone



Rys. 6. Budowa uzwojeń komparatora kriogenicznego i ekranów nadprzewodnikowych



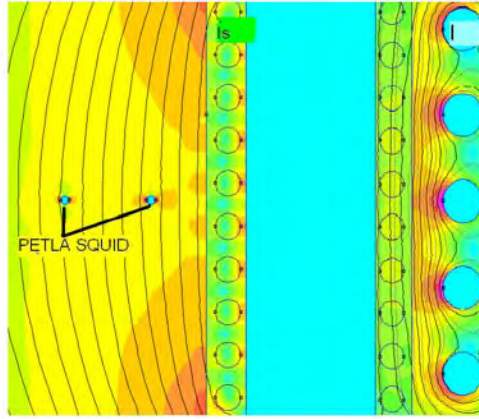
Rys.7 . Model cewkowy komparatora kriogenicznego

przez komin wykonany z materiału nadprzewodnikowego w celu zniwelowania wpływu pochodzącego od nich pola magnetycznego na rozkład prądu ekranującego I_E . Przepływ prądu ekranującego po zewnętrznej warstwie ekranu powoduje powstanie pola magnetycznego o indukcji B_{SQUID} . Strumień magnetyczny tego pola,

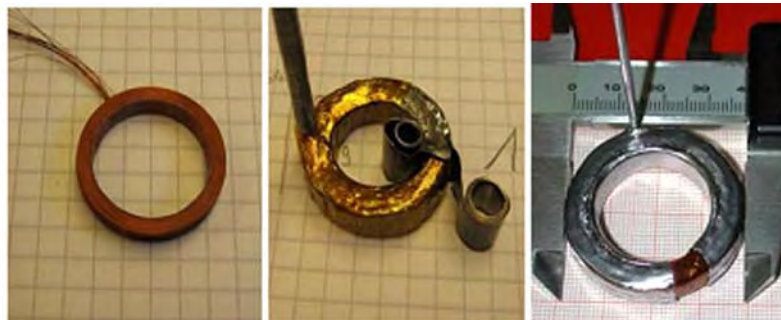
proporcjonalny do stosunku wartości obu rezystorów, przenika pętlę czujnika SQUID. Pomiar strumienia magnetycznego Φ_{SQUID} umożliwia wyznaczenie mierzonej rezystancji [12].

Rozpływ prądów ekranujących w powierzchniowej warstwie ekranu można modelować za pomocą cewki znajdującej się na powierzchni nadprzewodnika [16]. Ze względu na fakt, że w tym obszarze nadprzewodnik nie jest idealnym diamagnetykiem, następuje częściowa penetracja materiału przez pole magnetyczne, które indukuje prąd płynący w cewce. Prąd ten jest odpowiednikiem całkowitego prądu ekranującego. Ze względu na geometrię ekranu taki sam prąd płynie po jego zewnętrznej powierzchni. Prąd ten również modelowane jest odpowiednią cewką, wytwarzającą pole magnetyczne wokół rury ekranującej. Model układu czujnika ilustruje rys. 7, natomiast rozkład pola magnetycznego na przekroju czujnika – rys. 8. Czujnik SQUID mierzy strumień magnetyczny zawarty w jego pętli, z rozdzielczością jednego fluksonu. Niektóre rozwiązania zamiast pętli SQUID umieszczonej niedaleko przetwornika prądów stosują przetwornik strumienia magnetycznego, przed doprowadzeniem go do czujnika SQUID [12].

Rysunek 9 pokazuje kolejne etapy budowy czujnika komparatora kriogenicznego – po lewej stronie widoczne są nawinięte uzwojenia, przez które płyną prądy I_1 , I_2 . Na zdjęciu środkowym widoczny jest sposób nawijania kolejnych warstw warstwy ekranującej, wykonanej z folii nadprzewodnikowej (w tym przypadku ołowianej). Po lewej stronie widoczna jest rurka, wewnątrz której umieszczone są doprowadzenia uzwojeń. Na zdjęciu po prawej widoczny jest gotowy czujnik, złożony z dwóch warstw ekranu. Obie warstwy są od siebie izolowane elektrycznie specjalną folią izolacyjną.



Rys. 8. Rozkład pola magnetycznego w przekroju komparatora kriogenicznego



Rys. 9. Kolejne etapy budowy czujnika komparatora kriogenicznego

4. PODSUMOWANIE

Materiały nadprzewodzące znalazły zastosowanie w wielu dziedzinach nauki i techniki. Najbardziej znanym zastosowaniem metrologicznym jest diagnostyka medyczna. Jednak technologie nadprzewodnikowe na dobre zagościły również w metrologii elektrycznej, wśród różnych metod pomiarowych. Najczęściej stosowane są czujniki SQUID jako najdokładniejsze obecnie czujniki zmian strumienia magnetycznego, magnesy nadprzewodnikowe do wytwarzania silnych pól magnetycznych, czy ekrany magnetyczne wykonane z nadprzewodników. Również złącza Josephsona znalazły zastosowanie do odtwarzania jednostki napięcia elektrycznego. Zastosowanie nadprzewodników pozwoliło na poprawę parametrów metrologicznych przyrządów oraz uzyskanie znacznie lepszych niż dotychczas dokładności pomiarów. Niestety, do tej pory stosowane są w tej dziedzinie zazwyczaj klasyczne nadprzewodniki, wymagające chłodzenia ciekłym helem. Wydaje się jednak, że postęp w dziedzinie jakości materiałów nadprzewodnikowych umożliwi wykorzystanie nadprzewodników wysokotemperaturowych. Pozwoli to na szersze rozpowszechnienie tego typu metod pomiarowych w laboratoriach badawczych, a co za tym idzie – poprawi jakość badań nie tylko w najlepszych laboratoriach pomiarowych.

LITERATURA

- [1] Kleinschmidt P., Williams J. M., Fletcher N. E., Janssen T. J. B. M., *Cryogenic current comparator bridge for quantum Hall resistance ratio measurements*. IEEE Proc. Sci. Meas. Technol., vol. 149, no. 6, 2002, pp. 302 - 304
- [2] Grohmann K., Hahlbohm H. D., Hechtischer D., *The cryocurrent comparator as a calculable dc ratio standard*. IEEE Trans. Instr. Meas., vol. 28, 1979, pp. 205 – 211
- [3] Harvey K., *A precise low temperature dc ratio transformer*. Rev. Sci. Instr., vol. 43, 1972, p. 1626
- [4] Sullivan D. B., Dziuba R. F., *Low Temperature Direct Current Comparators*. Rev. Sci. Instrum., vol. 45, 1974, pp. 517 - 519
- [5] Schumacher B., *EUROMET.EM-K-10 Key Comparison of Resistance Standards At 100 Ω - Draft A*. PTB, Niemcy, 2006
- [6] Wysokiński K. I., *Quantum Hall Effect: the fundamentals*. Metrology and Measurement Systems, vol. 13, 2006, pp. 113 - 124
- [7] Kleinschmidt P., Williams J. M., Fletcher N. E., Janssen T. J. B. M., *A cryogenic current comparator for quantum Hall resistance ratio measurements*. BEMC 2001-10th British Electromagnetic Measurement Conference, Harrogate, Wielka Brytania, 2001.
- [8] Henderson L. C. A., *A new technique for the automatic measurement of high value resistors*, J. Phys. E: Sci. Instrum., vol. 20, 1987, pp. 492 – 495
- [9] Sutcliffe J., *A new d.c. resistance bridge and d.c. potentiometer based on the Kusters current comparator*. Guildline Instruments Ltd., USA, 1967
- [10] Rillo C., Sesje J. et al., *On sensitivity of cryogenic current comparators: theory and experiment*. Metrologia, vol. 40, 2003, pp. 51 – 56
- [11] Delahaye F., Jeckelman B., *Technical guidelines for dc measurements of QHR*. Metrologia, vol. 40, 2003, pp. 217 – 223

- [12] Sesje J., Camon A., Rillo C. et al., *Low input coil inductance SQUIDs for Cryogenics Current Comparator applications*. IEEE Trans. On Appl. Superconductivity, vol. 9, 1999, pp. 3487 – 3490
- [13] Frantsuz E. T., *On forward estimate of the sensitivity of cryogenic current comparator..* Metrologia, vol. 35, 1998, pp. 847 - 851
- [14] Brandt E. H., *Susceptibility of superconducting disks and rings with and without flux creep*. Phys. Rev. B, vol. 55, 1997, p. 14513
- [15] Gilchrist R. B., Brandt E. H., *Screening effect of ohmic superconducting planar films*. Phys. Rev. B, vol. 54, 1996, p. 3530
- [16] Zijlstra H., *Experimental methods in magnetism*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1967

Streszczenie: W artykule przedstawiono budowę i zasadę działania kriogenicznego komparatora prądowego. Komparatory tego typu przeznaczone są do pomiarów rezystancji na najlepszym poziomie dokładności i przenoszenia jednostki rezystancji od wzorca opartego o kwantowy efekt Halla. W komparatorze jako czujnik wykorzystano SQUID i specjalne ekrany nadprzewodnikowe do detekcji stanu zrównoważenia układu.

Słowa kluczowe: kriogeniczny komparator prądowy, CCC, SQUID,



ZASTOSOWANIE NADPRZEWODNIKÓW W FIZYCE CZĄSTEK ELEMENTARNYCH W CERN

Grzegorz WOJTASIEWICZ ^{1,2}

¹Instytut Elektrotechniki w Warszawie, Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych
Nadbystrzycka 38a, 20-618 Lublin, Polska g. wojtasiewicz@iel.waw.pl

²CERN, Accelerator Technology, Magnet Tests and Measurements, Test Facility, Geneva,
Switzerland

Application of superconductors for particle physics in CERN

Abstract: Many particle physics experiments made in CERN request very high value of magnetic field, about 9 T, to reach expected results. In order to reach such a high field, there have been used many kind of superconducting magnets, like dipole, quadrupole, sextupole for LHC accelerator, and superconducting solenoid and toroid magnets for particle physics detectors. Presented paper describes application of superconductors in CERN.

Keywords: CERN, LHC, low and high superconductors, superconducting dipoles and quadrupoles, superconducting current leads

1. FIZYKA CZĄSTEK ELEMENTARNYCH

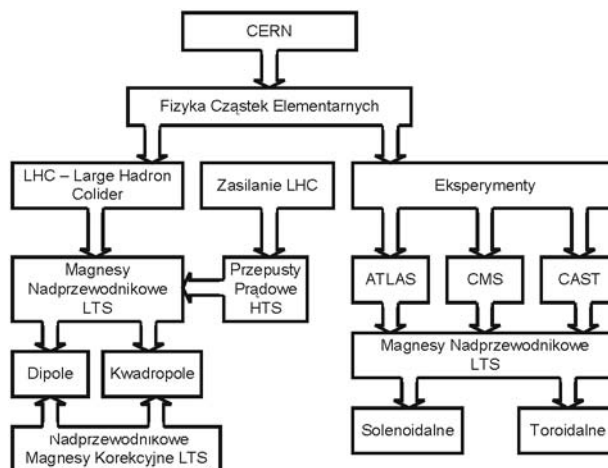
Europejska Organizacja Badań Jądrowych – CERN jest największym w świecie laboratorium fizyki cząstek elementarnych. Fizyka cząstek elementarnych opisuje fundamentalną strukturę oraz właściwości materii w ramach teoretycznego opisu zwanego Modelem Standardowym. Model ten uwzględnia wszystkie znane cząstki oraz siły przyrody, dzięki którym one oddziałują, poza grawitacją. Mimo to, w swej obecnej postaci nie jest on opisem ostatecznym, gdyż wciąż pozostawia niewyjaśnione zagadki dotyczące struktury materii. Każda materia zbudowana jest z pojedynczych atomów. Jądra atomowe zbudowane są z protonów i neutronów, które z kolei składają się z kwarków i neutronów.

Mimo, że są to wszystkie „składniki” jakich potrzeba aby zbudować stabilną materię, to jednak wysokoenergetyczne procesy zachodzące w sposób naturalny we Wszechświecie lub sztucznie generowane w laboratoriach, takich jak CERN, produkują dużą różnorodność krótko żyjących cząstek, takich jak: dodatkowe kwarki i neutrina, niony, piony, cząstki Higgsa (bozony Higgsa) i inne, których zaobserwowanie i dokumentowanie oraz poznanie

oddziaływań w których one uczestniczą jest jednym z głównych zadań CERN. Wszystko to ma na celu znalezienie odpowiedzi jak zmieniała się materia we Wszechświecie - szczególnie w pierwszych sekundach Wielkiego Wybuchu, około 15×10^9 lat temu.

2. NADPRZEWODNICTWO W CERN

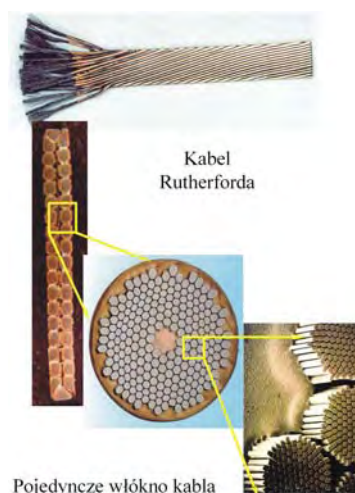
Do detekcji cząstek elementarnych oraz przyspieszania i ogniskowania wiązek, niezbędne jest pole magnetyczne, wytwarzane przez elektromagnesy detektorów oraz akceleratorów. Czym większe pole tym lepsza detekcja i zogniskowanie wiązek. Zanim w CERN powstał akcelerator LHC, w latach 1989 – 2000 wykorzystywano akcelerator LEP – Large Elektron – Positron Collider, zbudowany w oparciu o magnesy konwencjonalne. Pozwalał on osiągać pole magnetyczne w centrum wiązki protonowej rzędu 2 - 3 T, oraz maksymalnej energii wiązki 105 GeV. Obecnie uruchamiany akcelerator LHC pozwoli osiągnąć energię wiązki rzędu 7 TeV. Możliwe jest to dzięki zastosowaniu elektromagnesów nadprzewodnikowych, o polu roboczym 8,3 T i bardzo dużej jednorodności. Uzyskanie takiego pola magnetycznego przy użyciu elektromagnesów konwencjonalnym nie jest możliwe. Magnesy nadprzewodnikowe w CERN znajdują się także w detektorach ATLAS i CMS. Nadprzewodniki w CERN wykorzystywane są także do budowy nadprzewodnikowych przepustów prądowych do zasilania nadprzewodnikowych magnesów akceleratora i detektorów. Miejsca zastosowania nadprzewodników w CERN przedstawia poniższy diagram.



Rys. 1. Zastosowanie nadprzewodników w CERN

Do budowy wszystkich magnesów nadprzewodnikowych w CERN zużyto 1200 ton nadprzewodnika niskotemperaturowego Nb-Ti, w formie kabla nadprzewodnikowego Rutherforda, rysunek 2, o łącznej długości 7600 km. Wykonawcami kabla były dwie firmy: Furukawa Electric z Japonii i Outokumpu z Finlandii. Do wyprodukowania całego potrzebnego nadprzewodnika zużyto dwuletnią światową produkcję niobu.

Do produkcji uzwojeń solenoidów i toroidów nadprzewodnikowych dla detektorów ATLAS i CMS użyto, ze względów mechanicznych, kabla Rutherforda w stabilizatorze aluminiowym, o wymiarach 72 x 22,3 mm.



Rys. 2. Nadprzewodnikowy kabel Rutherforda

Parametry nadprzewodnika Nb-Ti użytego w CERN oraz kabla Rutherforda zamieszczono w tablicy 1.

Tab. 1. Parametry nadprzewodnika Nb-Ti i kabla Rutherforda

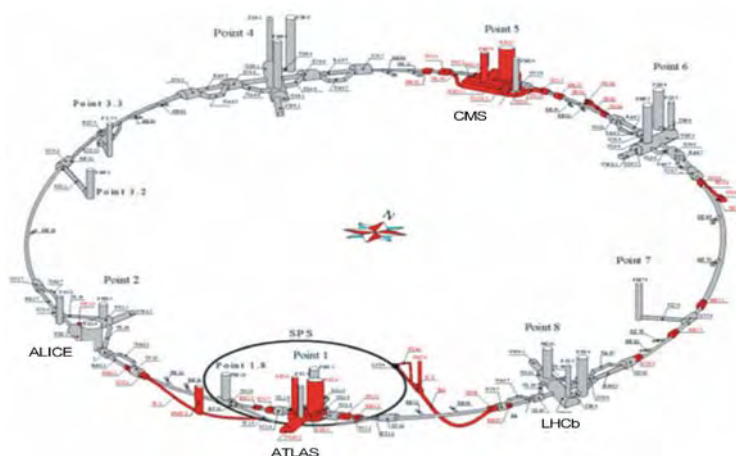
Miejsce zastosowania	Wewnętrzne warstwy	Zewnętrzne warstwy
Żyły		
Średnica żyły	1,065mm	0,825 mm
Stosunek miedzi do nadprzewodnika	1,6 – 1,7	1,9 – 2,0
Średnica włókna Nb-Ti	7 μm	6 μm
Liczba włókien w żyłce	8800	6425
Prąd krytyczny żyły I_c : 10 T@1,9 K 9 T@1,9 K	$\geq 515 \text{ A}$	$\geq 380 \text{ A}$
Kabel Rutherforda		
Liczba żył w kablu	28	36
Wymiary kabla:	grubość	1,736 mm
	szerokość	15,1 mm
Poskok przeplotu	115 mm	100 mm
Prąd krytyczny kabla I_c : 10 T@1,9 K 9 T@1,9 K	≥ 13750	≥ 12960
Rezystancja kontaktu R_c	≥ 20	≥ 40

3. LHC – LARGE HADRON COLLIDER

Zasada działania akceleratorów cząstek polega na wykorzystaniu wpływu pól elektrycznego i magnetycznego na ruch naładowanych cząstek. Pole elektryczne przekazuje swą energię cząstkom, przyspieszając je w ten sposób, podczas gdy pole magnetyczne zakrzywia je i ogniskuje, tworząc wiązki. Istnieją różne typy akceleratorów. W akceleratorach liniowych cząstki prowadzone są po torach prostoliniowych poprzez

kolejne obszary pola elektrycznego i zwiększają one swą energię przy przemieszczaniu się wzdłuż akceleratora. W akceleratorach kołowych (cyklotrony i synchrotrony) cząstki kierowane są przez pole magnetyczne po torach kołowych, tak że wielokrotnie przechodzą przez to samo przyspieszające pole elektryczne.

W 1994 roku rada CERN zatwierdziła budowę akceleratora o nazwie Large Hadron Collider czyli Wielki Zderzacz Hadronowy. Obecnie wszystkie prace związane z budową akceleratora są już zakończone. Trwa natomiast proces jego uruchamiania, który powinien zakończyć się w 3 kwartale 2008 roku. LHC jest największym na świecie akceleratorem kołowym zbudowanym całkowicie w oparciu o magnesy nadprzewodnikowe. Akcelerator LHC powstał w istniejącym tunelu po zdemontowanym akceleratorze LEP. Średnia głębokość tunelu akceleratora wynosi 100 m. Schemat akceleratora z umieszczonymi na jego obwodzie detektorami przedstawiony jest na rysunku 3, natomiast jego parametry techniczne zamieszczono w tablicy 2.



Rys. 3. Schemat akceleratora LHC

Tab. 2. Główne parametry akceleratora LHC

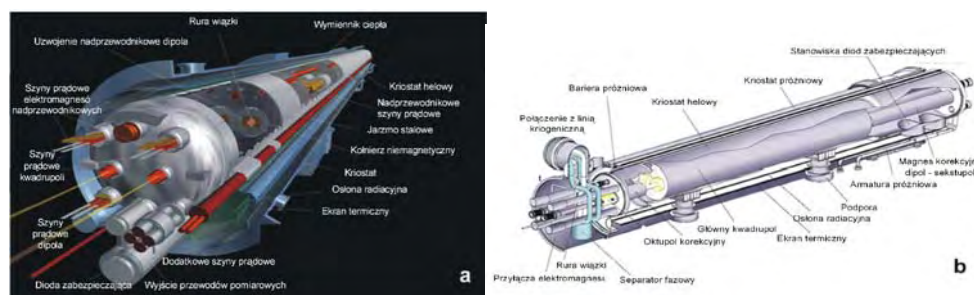
Obwód	26659 m	Indukcja robocza głównych dipoli i kwadrupoli	8,3 T
Temperatura pracy magnesów	1,9 K	Znamionowa energia wiązki	7 TeV
Liczba elektromagnesów	9300	Liczba pakietów w wiązce	2808
Liczba dipoli	1232	Liczba protonów w pakiecie	$1,1 \times 10^{11}$
Liczba kwadrupoli	858	Liczba cykli na sekundę	11254
Liczba elektromagnesów korekcyjnych	6400	Liczba zderzeń na sekundę	600 mln
Liczba komór kawitacyjnych	8 na wiązkę	Zużycie energii na cykl	120 MW

Elektromagnesy w akceleratorze LHC dzielą się na główne i korekcyjne. Elektromagnesy główne, dipole i kwadrupele, służą do zakrzywiania i ogniskowania wiązki. Elektromagnesy korekcyjne, dipole kwadrupele, sekstupole i oktupole, mają za zadanie zapewnienie odpowiedniej optyki wiązki. Zestawienie elektromagnesów akceleratora przedstawiono w tablicy 3.

Tab. 3. Główne i korekcyjne elektromagnesy LHC

Typ	Liczba	Funkcja	Indukcja magnetyczna B , T	Prąd I , A
MB	1232	Główne dipole	8,33	11850
MQ	400	Główne kwadrupele	8,33	11850
MSCB	376	Magnesy korekcyjne dipole – sekstupole:	1,28	550
		dipole	2,9	550
MQT	256	Kwadrupele korekcyjne	125 T/m	550
MQTL	36	Długie kwadrupele korekcyjne	125 T/m	550
MCBC	266	Dipole korekcyjne	3,11	100
MCS	2464	Sekstupole korekcyjne	1970 T/m ²	550
MO	336	Oktupole korekcyjne	2,8	550

Główne dipole, o długości 17,5 m i ciężarze 35 t, służą do zaginania wiązki na łukach akceleratora. Wyprodukowane zostały przez Alstom – Francja, Ansaldo – Włochy i Noell – Niemcy. Główne kwadrupele (tzw. Short Strait Section – Krótkie Proste Odcinki), o długości 7,5 m i ciężarze 8 t, służą do ogniskowania wiązki na prostych odcinkach akceleratora. Głównym ich producentem był Accel z Niemiec. Magnesy korekcyjne, zapewniające odpowiednią optykę wiązki, umieszczone są razem z magnesami głównymi we wspólnych kriostatach, tworząc zespoły magnesów nadprzewodnikowych, rysunek 4.

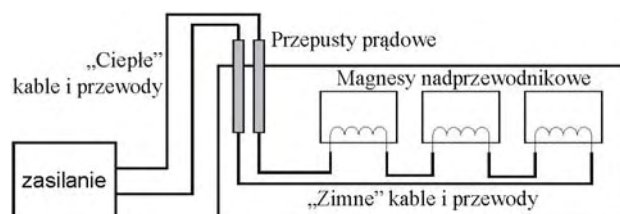


Rys. 4. główne dipole a) i kwadrupele b) w kriostatach

4. ZASILANIE ELEKTROMAGNESÓW NADPRZEWODNIKOWYCH LHC – PRZEPUSTY PRĄDOWE

Zasilanie magnesów nadprzewodnikowych wymaga stosowania technologii ograniczającej przedostawanie się ciepła z otoczenia magnesu do jego środka, znajdującego się w temperaturze kriogenicznej. Aby wyeliminować straty Joule'a, powstające

w przewodzie podczas przepływu prądu, stosuje się nadprzewodnikowe przepusty prądowe oraz „zimne” kable i przewody pracujące w temperaturach kriogenicznych. Schemat układu zasilania sekcji magnesów nadprzewodnikowych, tzw. DBF – Cryogenic Electrical Feed Box (kriogeniczny terminal zasilający) przedstawiony jest na rysunku 5.



Rys. 5. Schemat kryogenicznego terminala zasilającego DBF

Układ taki składa się z zasilacza, zasilającego jedną sekcję magnesów, oraz zespołu przepustów prądowych i „zimnych kabli”. Rysunek 6 przedstawia układ DBF z zespołem przepustów 13 kA i 600 A.



Rys. 6. DBF przepustów prądowych 600 A a) i 13 kA b)

W skład systemu zasilania magnesów akceleratora LHC wchodzi 3286 przepustów prądowych, w tym 1823 nadprzewodnikowych, tablica 4.

Tab. 4. przepusty prądowe w akceleratorze LHC

Liczba przepustów prądowych w LHC – 3286 w tym		
64	13000 A	HTS
298	6000 A	HTS
820	600 A	HTS
2104	60 -120 A	Cu

Nadprzewodnikowe przepusty prądowe, składają się z części nadprzewodzącej, wykonanej z nadprzewodnika HTS, oraz elementów miedzianych. Temperatura pracy elementów HTS wynosi 4,5 K, natomiast elementy miedziane pracują w temperaturze 20 K. Elementy nadprzewodnikowe przepustów wykonane są z 31 km taśmy HTS BSCCO 2223 w matrycy Ag/5%Au, produkcji American Superconductors (ASC), oraz European Advanced Superconductors (EAS), o prądach krytycznych 120 A (ASC) i 70 A (EAS).

5. CHŁODZENIE ELEKTROMAGNESÓW NADPRZEWODNIKOWYCH LHC

Aby możliwa była praca urządzeń nadprzewodnikowych muszą one pracować w temperaturze niższej od temperatury krytycznej zastosowanego nadprzewodnika. Wszystkie magnesy nadprzewodnikowe w akceleratorze LHC oraz w detektorach chłodzone są nadciekłym helem, o temperaturze 1,9 K, w kriostatach pod ciśnieniem atmosferycznym oraz ciekłym helem o obniżonym ciśnieniu i temperaturze 4,2 K, w wymiennikach ciepła. Chłodzenie ciekłym i nadciekłym helem stwarza wiele problemów związanych z zaopatrzeniem i dystrybucją. Do dystrybucji służy specjalna Główna Kriogeniczna Linia Dystrybucyjna, tzw. QRL, biegnąca równolegle z magnesami nadprzewodnikowymi w tunelu akceleratora. Rozprowadza ona oprócz helu także ciekły azot, stosowany do chłodzenia wstępnego. Rysunek 7 przedstawia QRL bez magnesów nadprzewodnikowych z terminalem przyłączeniowym na pierwszym planie.



Rys. 7. Widok Głównej kriogenicznej Linii Dystrybucyjnej - QRL

W tablicy 5 przedstawiono zapotrzebowanie na hel i azot magnesów akceleratora LHC.

Tab. 5. zapotrzebowanie na ciekły azot i hel akceleratora LHC

Chłodzenie wstępne do 80 K – ciekły azot	10 800 t
Chłodzenie do temperatury 4,2 K – ciekły hel	60 t
Roczne zużycie helu na utrzymanie temperatury pracy akceleratora	96 t

O ile z zaopatrzeniem w ciekły azot nie ma większych problemów, to ciekły hel jest już towarem strategicznym o ograniczonych zasobach. Dlatego też cały ciekły hel, niezbędny w CERN, pozyskiwany jest na miejscu przy użyciu specjalistycznych instalacji kriogenicznych, np. skraplarki helowej o wydajności 41 g LHe/s i mocy 1,8 kW w temperaturze 4,5 K.

LITERATURA

- [1] www.cern.ch
- [2] The LHC Main Ring, CERN, Geneva 2004.

Streszczenie: W referacie przedstawione zostaną zagadnienia związane z zastosowaniem nadprzewodników w fizyce cząstek elementarnych w CERN. Wiele eksperymentów fizycznych wymaga uzyskania i utrzymania dużych pól magnetycznych. Pola te wytwarzane są przez magnesy nadprzewodnikowe: dipole oraz kwadrupele oraz magnesy solenoidalne i toroidalne. Do uzyskania odpowiedniego kształtu wiązki materii stosuje się nadprzewodnikowe magnesy korekcyjne. Innym zastosowaniem nadprzewodnictwa w CERN są nadprzewodnikowe przepusty prądowe, służące do zasilania magnesów nadprzewodnikowych.

Słowa kluczowe: CERN, LHC, nadprzewodniki nisko i wysokotemperaturowe, dipole i kwadrupele nadprzewodnikowe, nadprzewodnikowe przepusty prądowe



TESTY GŁÓWNYCH ELEKTROMAGNESÓW NADPRZEWODNIKOWYCH LHC

Janusz KOZAK¹⁾²⁾

¹⁾ Instytut Elektrotechniki w Warszawie, Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych,
Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublinie, j.kozak@iel.waw.pl

²⁾ CERN, Accelerator Technology, Magnet Tests and Measurements, Test Facility
Geneva, Switzerland

Tests of LHC Main Superconducting Magnets

Abstract: The LHC (Large Hadron Collider) superconducting magnets were tested in SM18 Test Facility at CERN. The design, testing methods and quench analysis has been described in this paper.

Keywords: superconducting magnet, quench.

1. BUDOWA NADPRZEWODNIKOWYCH DIPOLI LHC

Akcelerator cząstek w CERN jest połączeniem skomplikowanych maszyn, które stopniowo zwiększają energię przyspieszanych cząstek. Każda z maszyn wprowadza wiązkę do następnej, w LHC w ostatnim elemencie tego akceleratora wiązki są przyspieszone do energii 7 TeV. Energia zależy od promienia maszyny oraz pola magnetycznego wytwarzanego przez dipole, które utrzymują cząsteczki na ich orbicie. LHC zbudowany jest 100 m pod ziemią w tunelu o obwodzie 27 km, w którym poprzednio znajdował się LEP. W LHC dipole są to elektromagnesy nadprzewodnikowe wytwarzające silne pole magnetyczne o indukcji 8,33 T. Uzwojenia elektromagnesów nadprzewodnikowych zbudowane z kabli Rutherford (NbTi) pracują w temperaturze 1,9 K i prądzie znamionowym o natężeniu 11,850 kA. Elektromagnesy chłodzone są nadciekłym helem o bardzo dobrej przewodności cieplnej [2]. W LHC użyto wielu rodzajów elektromagnesów takich jak dipole, quadropole, sextupole, octupole, decapole itd., dając całkowitą liczbę około 9300 elektromagnesów. Każdy z tych elektromagnesów bierze udział w optymalizowaniu trajektorii wiązki. Większość elektromagnesów korekcyjnych

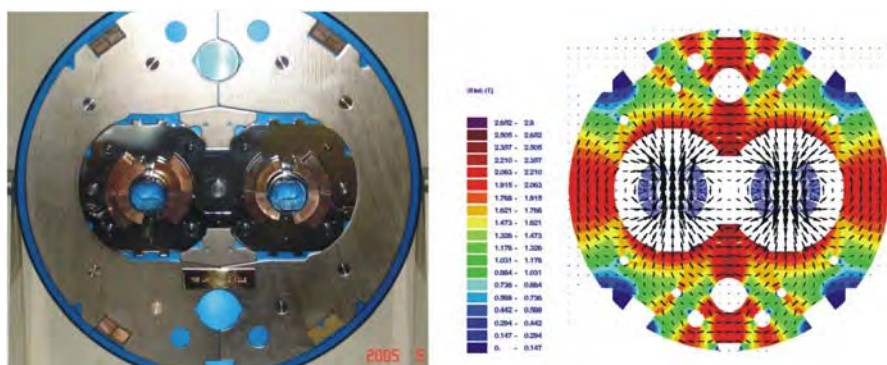
jest wbudowanych w „zimną masę” dipoli lub quadropoli. Większość elektromagnesów ma dwie apertury (np., główne diopole i quadropole), jedną aperturę mają quadropole specjalne służące do ogniskowania wiązki do jak najmniejszych rozmiarów przed punktem kolizji zwielfokrotniając przez to szansę zderzenia czołowego protonów. W LHC zastosowano 1232 dipole i 392 quadropole [1].



Rys.1. LHC dipol - elektromagnes nadprzewodnikowy o długości 15 m [2]

Tablica 1. Wybrane parametry dipola LHC [1]

Parametry dipola	
Prąd znamionowy (max.)	11850A (12850 A)
Indukcja magnetyczna znamionowa (max.)	8,33T (9T)
Energia zmagazynowana w polu magnetycznym	6,93 MJ (8,11 MJ)
Temperatura pracy	1.9 K
Składowa pozioma siły działającej na uzwojenie	1.8 MN (2,1 MN)
Składowa pionowa siły działającej na uzwojenie	0,81 MN (0,94 MN)
Siła osiowa działająca na końce uzwojeń dla prądu znamionowego	0,4 MN
Długość „zimnej masy” (cały dipol)	15,18 m (16,5 m)
Średnica „zimnej masy”	570 mm
Masa	27,5 t



Rys. 2. Przekrój dipola oraz rozkład indukcji magnetycznej w jarzmie stalowym [1]

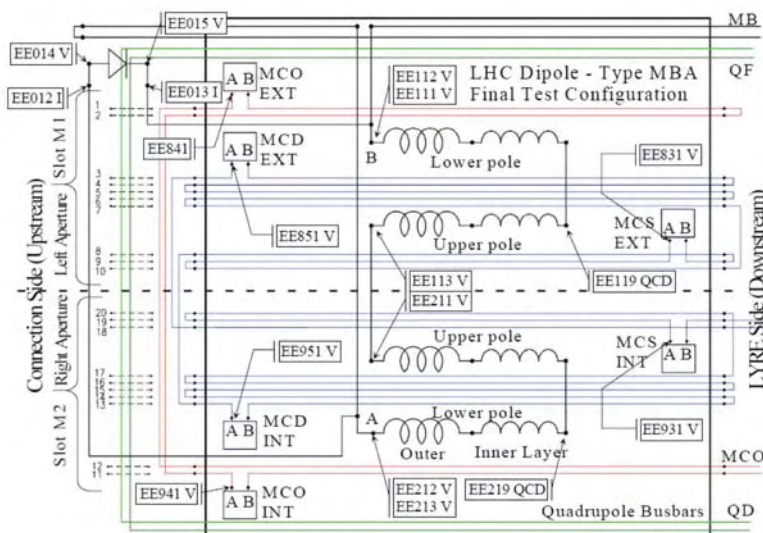
2. TESTY NADPRZEWODNIKOWYCH DIPOLI LHC

Wszystkie główne elektromagnesy przed zainstalowaniem w tunelu zostały przetestowane w hali testów. W hali SM18 znajduje się 12 stanowisk testowych (6 par) każda para posiada zasilacz 13 kA i 600A oraz elektronikę zabezpieczającą i sterującą, a także system rejestracji danych.



Rys. 3. Hala testów SM18 w CERN

Główne elektromagnesy nadprzewodnikowe dipole i quadropole, testowane „na zimno” w 1,9 K w hali testów SM18 były wcześniej specjalnie do tego przygotowane. W tunelu elektromagnesy są łączone mechanicznie jak i elektrycznie z obu stron szeregowo natomiast zasilanie jak i chłodzenie na stanowisku testowym jest tylko z jednej strony, dlatego z drugiej strony zakładany był mostek - bypass dla ciekłego helu oraz mostek z kabla nadprzewodnikowego. Dodatkowo zgodnie ze schematem przedstawionym na Rys. 2.1 łączone były spoolpice busbar – przewody nadprzewodnikowe 600A służące do zasilania elektromagnesów korekcyjnych.



Rys. 4. Schemat połączeń elektrycznych dla dipoli typu MBA do testu w hali SM18

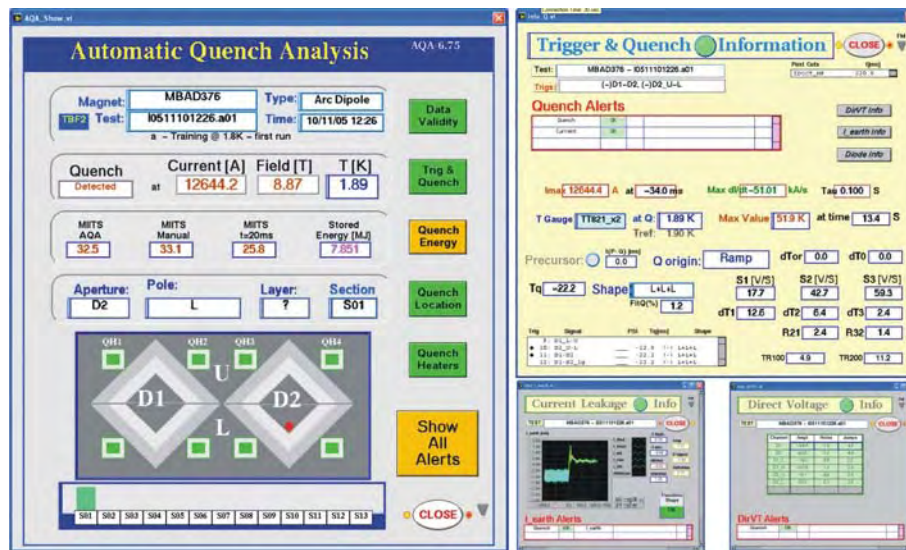
Przed schłodzeniem elektromagnesu jak również po osiągnięciu temperatury 1.9K, a także po ogrzaniu do temperatury pokojowej wykonywane są testy izolacji elektrycznej dla napięć 0,6kV 1,8kV i 3kV oraz testy ciągłości wszystkich obwodów w elektromagnesie. Test ciągłości umożliwia wykrycie uszkodzonych przewodów pomiarowych, pomyłek w montażu oraz uszkodzeń w obwodzie zabezpieczającym uzwojenia nadprzewodnikowe.

2.1 Procedura testu

Podłączenie dipola do stanowiska testowego trwa około 12 godzin, następnie 12 godzin zajmuje odpompowanie i osiągnięcie próżni w elektromagnesie i stanowisku testowym, dalsze 12 godzin, aby osiągnąć 90 K w elektromagnesie poprzez cyrkulację gazowego helu o temperaturze 80 K i kolejne 12 godzin do osiągnięcia 4,5 K, aby następnie wypełnić ciekłym helem i wtedy schładzać dalej do 1.9 K Wykonanie testów na zimno trwa około 26 godzin (kilka godzin jest potrzebnych, aby elektromagnes powrócił po quenchu do temperatury 1.9 K). Poprzez cyrkulację gazowego helu o temperaturze 320 K w 12 godzin elektromagnes powraca z 10 K do temperatury pokojowej i następuje odłączenie elektromagnesu od stanowiska testowego (12 h) [1]. Po pierwszym schłodzeniu wykonuje się do 9 prób osiągnięcia prądu „ultimate” $I_u=12850$ A (9T). Elektromagnes uważany jest za „wytrenowany”, jeżeli: przy drugim quenchu $I_q > 12000$ A (8,4 T), lub przy trzecim quenchu $I_q > 12250$ A (8,6 T), lub prąd osiągnie wartość 12850 A (9 T). Jeżeli warunki te nie są spełnione to elektromagnes jest ogrzewany i schładzany ponownie jest to „Cykl termiczny” i wykonywane są tylko 2 quenche. Jeżeli $I_q (1) > I_q (1)$ przed cyklem termicznym, oraz $I_q (2) > 12000$ A (8,4T), wtedy elektromagnes jest zaakceptowany. Jeżeli nadal powyższe warunki nie są spełnione to drugi cykl termiczny wykonuje się z antykriostatami i quench anteną. Antykriostaty umożliwiają włożenie sond pomiarowych pola magnetycznego do rur wiązki i utrzymanie ich w temperaturze pokojowej i ciśnieniu atmosferycznym, podczas gdy same rury wiązki znajdują się w próżni i temperaturze 1.9 K.

2.2 Analiza wyników testów

Podczas testów rejestrowanych było kilkanaście kanałów z częstotliwością 50 kHz, do których podłączone są wyprowadzenia pomiarowe elektromagnesu oraz stanowiska testowego. Czas zapisu danych to 1,5 sekundy przed wystąpieniem quenchu oraz 3 s po jego detekcji. Automatyczny analizator quenchu podaje podstawowe informacje takie jak wartości prądu i pola, przy której wystąpił quench oraz jego lokalizację. Monitorowane są napięcia na wyprowadzeniach pomiarowych, które nie mogą przekroczyć 250V oraz chwilowe skoki napięcia. Rejestrowany jest również przebieg prądu upływu do uziemienia. Wykonywana jest pełna analiza zabezpieczeń elektromagnesu elementów takich jak quench heater, dioda zabezpieczająca i jej rezystancje kontaktów oraz wiele innych.



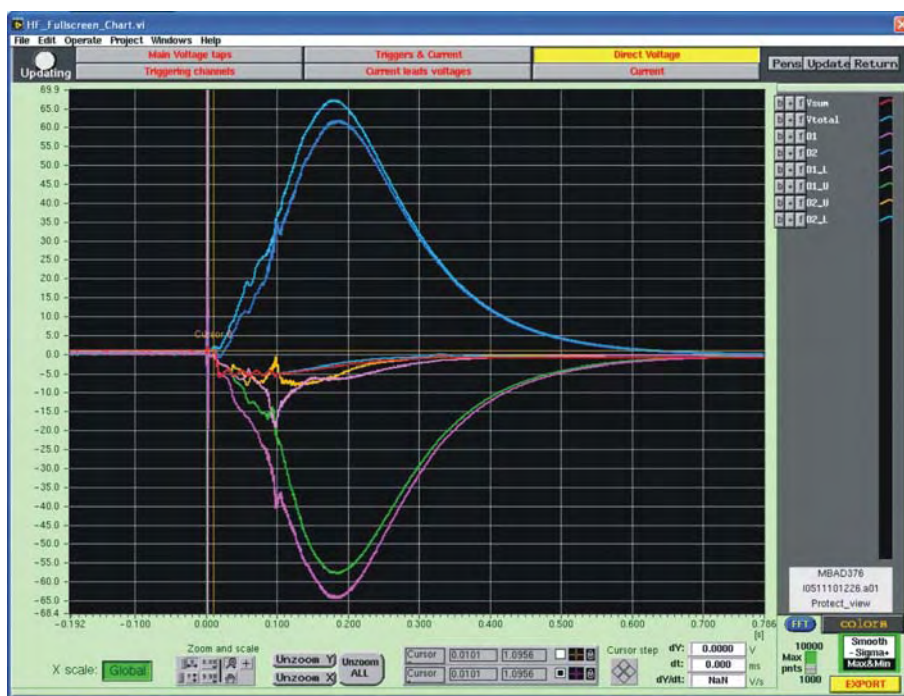
Rys. 5. Okna automatycznego analizatora quenchu AQA



Rys. 6. Różnice napięć na głównych punktach pomiarowych elektromagnesu podczas quenchu

Miejsce wystąpienia quenchu wyznaczone jest na podstawie różnicy rejestrowanych sygnałów. Napięcie na poszczególnych uzwojeniach apertury D1 - D2 jest ujemne (Rys.6.),

czyli quench wystąpił w uzwojeniu D2. Napięcie D2_U-L jest ujemne, więc quench wystąpił w części dolnej uzwojenia D2. Quench Antena wykryła miejsce wystąpienia quenchu w sekcji S01, a więc na końcu uzwojenia. Detekcja quenchu następuje po przekroczeniu 200 mV następnie odczekaniu około 10 ms celem wykluczenia chwilowych zakłóceń i potwierdzenia dalszego wzrostu napięcia.



Rys. 7. Przebiegi napięć rejestrowane bezpośrednio z wyprowadzeń pomiarowych podczas quenchu

Podczas testów zdarzały się różne uszkodzenia, takie jak zwarcia międzyzwojowe uzwojeń nadprzewodnikowych, które występowały tylko w temperaturze kriogenicznej. Wykrytych zostało kilka przypadków zwarc w obwodzie diody zabezpieczającej spowodowanych zgorzeliną wypłukaną przez hel w trakcie quenchu. Zdarzały się zwarcia wyprowadzeń pomiarowych lub urwanie się przewodów pomiarowych wewnątrz elektromagnesu, lecz do najgroźniejszych usterek zaliczyć można przepalenie się grzałek „Quench Heater”. Po wykryciu quenchu Quench Heater bardzo szybko podgrzewa uzwojenie na całej długości powodując quench w całym uzwojeniu zabezpieczając je w ten sposób przed wydzielaniem się całej energii zgromadzonej w polu magnetycznym elektromagnesu tylko w jednym miejscu uzwojenia. Testy w SM18 trwały 24h/dobę i 7 dni w tygodniu, przez 4 lata przetestowanych zostało około dwa tysiące elektromagnesów różnego typu.

LITERATURA

- [1] *LHC Design Report vol. I, The LHC Main Ring*, CERN, Geneva 2004.
- [2] www.cern.ch.



ELEKTROMAGNES Z UZWOJENIEM Bi-2223 DLA MODELU SMES'A

Beata KONDRATOWICZ-KUCEWICZ

*Instytut Elektrotechniki, Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych
20-618 Lublin, ul.Nadbystrzycka 38a, b.kondratowicz-kucewicz@iel.waw.p*

The magnet with Bi-2223 winding for the model of SMES

Abstract: *This paper describes the problem of design and manufacturing of a HTS magnet for superconducting energy storage system (SMES). The SMES operations idea and building the HTS magnet is presented. The Bi-2223 winding consists of 7 double pancake coils made of 1610 m high strength Bi-2212 tape (American Superconductor). The winding was epoxy impregnated and cooled with Gifford McMahon cryocooler. Construction of the magnet enables to make investigations in working temperatures from 20 K to 77 K. The estimated value of stored energy in the SMES magnet under the operating temperature 20 K is 25 kJ*

Keywords: *superconducting winding, HTS magnet, superconducting magnetic energy storage SMES*

1. WSTĘP

Wśród najbardziej zaawansowanych technologicznie silnoproudowych urządzeń nadprzewodnikowych znajdują się nadprzewodnikowe zasobniki energii (SMES – Superconducting Magnetic Energy Storage). Prowadzone prace projektowe i badawcze wskazują na możliwości komercyjnych zastosowań tych urządzeń w sieciach energetycznych. Przemysłowa produkcja zasobników nadprzewodnikowych odbywa się na razie jedynie w Stanach Zjednoczonych, natomiast w laboratoriach zachodniej Europy, Japonii, Rosji, Korei i Chin prowadzone są intensywne prace w ramach których budowane są urządzenia eksperymentalne.

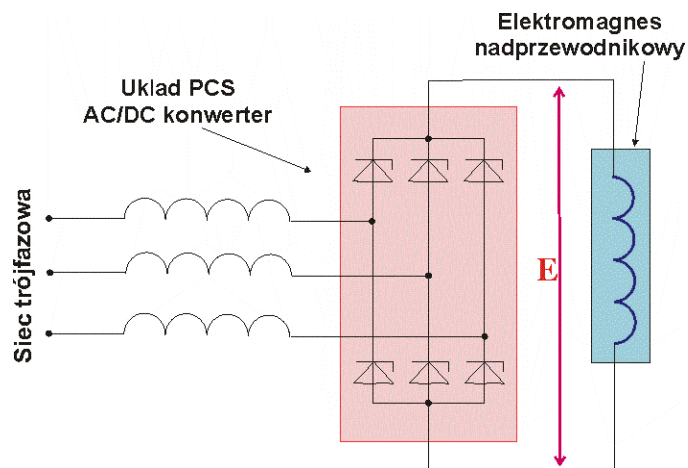
2. PODSTAWY DZIAŁANIA NADPRZEWODNIKOWEGO SMES'A

Nadprzewodnikowy zasobnik energii (SMES) to urządzenie, które gromadzi energię elektryczną w polu magnetycznym wywołanym przez przepływ prądu elektrycznego w uzwojeniu wykonanym z nadprzewodnika. Energia gromadzona jest w urządzeniu gdy uzwojenie elektromagnesu jest w stanie nadprzewodzącym. Przejście uzwojenia do stanu rezystywnego powoduje rozładowanie energii do obwodu w którym pracuje nadprzewodnikowy zasobnik.

Energia zmagazynowana w polu magnetycznym elektromagnesu jest tym większa im większa jest objętość obszaru z silnym polem magnetycznym:

$$E = \frac{1}{2} \int_V \mu H^2 dV \quad (1)$$

gdzie H - oznacza natężenie pola magnetycznego (A/m),
 μ - przenikalność magnetyczną (H/m),
 V - objętość,
 E - energię (J).



Rys.1. Schemat nadprzewodnikowego zasobnika energii.

Energię E zmagazynowaną w polu magnetycznym elektromagnesu można wyrazić równaniem:

$$E = \frac{1}{2} L I^2 \quad (2)$$

gdzie L oznacza indukcyjność elektromagnesu (H),
 I - prąd w elektromagnesie (A),
 E - energię (J).

Wartość zgromadzonej energii rośnie wraz ze wzrostem wartości prądu i indukcyjności uzwojenia nadprzewodnikowego. W analogicznym konwencjonalnym

uzwojeniu miedzianym zgromadzona energia uległaby rozproszeniu ze względu na występowanie strat związanych z rezystancją uzwojenia podczas przepływu prądu. Jednakże w uzwojeniu nadprzewodnikowym w stanie nadprzewodnictwa rezystancja jest zbliżona do zera i zgromadzona energia może być przechowywana w uzwojeniu przez czas teoretycznie nieograniczony. Utrzymywanie uzwojenia w stanie nadprzewodzącym jest ograniczone działaniem i wydajnością układu chłodzenia.

Gęstość prądu w nadprzewodniku jest kilkakrotnie większa niż w uzwojeniu miedzianym, dzięki czemu energia zgromadzona w elektromagnesie nadprzewodnikowym może osiągać wartości rzędu 10^6 J/m^3 w zależności od rodzaju i parametrów materiału nadprzewodnikowego wykorzystanego do jego budowy.

3. ELEMENTY SYSTEMU NADPRZEWODNIKOWEGO SMES'a

Kompletne urządzenie SMES jest przeznaczone do współpracy z siecią energetyczną gdzie napięcie ma charakter przemienny. Ponieważ elektromagnes nadprzewodnikowy gromadzi energię prądu stałego, niezbędnym elementem urządzenia jest układ konwersji napięcia zwany kondycjonerem napięcia (Power Conditioning System – PCS). Typowym rozwiązaniem jest układ z falownikiem konwertującym prąd stały na napięcie sieci energetycznej przy procesie oddawania energii z cewki i prostownikiem gdy wymagane jest naenergetyzowanie cewki.

Podstawowym elementem układu nadprzewodnikowego zasobnika energii jest stałoprądowy elektromagnes nadprzewodnikowy, który jest utrzymywany w temperaturze kriogenicznej zapewnianej przez układ chłodzenia. Ten ostatni układ chłodzi również krioprzepusty prądowe, stanowiące zarówno elektryczne jak i termiczne połączenie elektromagnesu nadprzewodnikowego z układem PCS. Wymienione układy będące głównymi składnikami układu nadprzewodnikowego zasobnika energii stanowią o kosztach wytwarzania i eksploatacji całego urządzenia.

4. PROJEKTOWANIE ELEKTROMAGNESU DLA SMES'A

Elektromagnes pełniący funkcję zasobnika energii może być pojedynczym uzwojeniem (cewką) lub układem cewek nadprzewodnikowych. Może mieć konstrukcję solenoidalną lub toroidalną. Konstrukcja solenoidalna zapewnia większą pojemność energii na jednostkę długości przewodu w porównaniu do toroidu, jest prostsza i tańsza. Z kolei wybór konstrukcji toroidalnej ogranicza zewnętrzne (rozproszone) pole magnetyczne i jego oddziaływanie na otoczenie oraz pozwala ograniczyć pole magnetyczne wyłącznie do otworu o kształcie toroidu.

Konstrukcja elektromagnesu powinna uwzględniać oddziaływanie sił mechanicznych na poszczególne zwoje z prądem znajdujące się w polu magnetycznym całego uzwojenia. W solenoidzie elektrodynamiczne siły promieniowe rozciągają uzwojenie, a osiowe ściskają je. W układach cewek lub toroidach na poszczególne cewki składowe działają znaczne siły, które muszą być zrównoważone elementami konstrukcyjnymi. Rozkład tych sił zależy od geometrii i konfiguracji uzwojeń. W konfiguracji toroidalnej siła dośrodkowa ściska toroid dążąc do zmniejszenia jego średnicy.

W Pracowni Technologii Nadprzewodnikowych w Lublinie wykonano model elektromagnesu nadprzewodnikowego dla SMES'a. W ramach prac przygotowawczych przed budową urządzenia, przeprowadzono szczegółową analizę modelu numerycznego

elektromagnesu HTS dedykowanego dla zasobnika energii. Przeprowadzono obliczenia z wykorzystaniem pakietu do obliczeń elektromagnetycznych FLUX-2D. Model powstał w celu określenia optymalnej konfiguracji uzwojenia elektromagnesu pod kątem wartości zmagazynowanej energii. Geometria modelu była zmieniana w trakcie obliczeń w celu optymalizacji parametrów elektromagnesu.

Wyniki obliczeń numerycznych były podstawą podjęcia decyzji o konstrukcji elektromagnesu. Zdecydowano że uzwojenie będzie zbudowane z cewek krążkowych. Założono, że każdy krążek będzie wykonany z jednego odcinka taśmy nadprzewodnikowej HTS bez łączów. Obliczenia przeprowadzono przy założeniu, że do wykonania elektromagnesu wykorzystano 1500 m taśmy. Założono również, że elektromagnes HTS dla SMES'a umieszczony będzie w kriostacie azotowym, którego średnica wewnętrzna wynosi 0,4 m. Przyjęto więc, że maksymalny promień zewnętrzny elektromagnesu nie może przekroczyć 0,18 m. Wykonane zostały, przy tych założeniach, obliczenia dla elektromagnesów HTS o promieniu zewnętrznym = 0,18 m z liczbą cewek krążkowych od 6 do 18 lub o promieniu wewnętrznym = 0,16 m z liczbą cewek krążkowych od 12 do 18.

Po wykonaniu szeregu obliczeń określono następujące zależności:

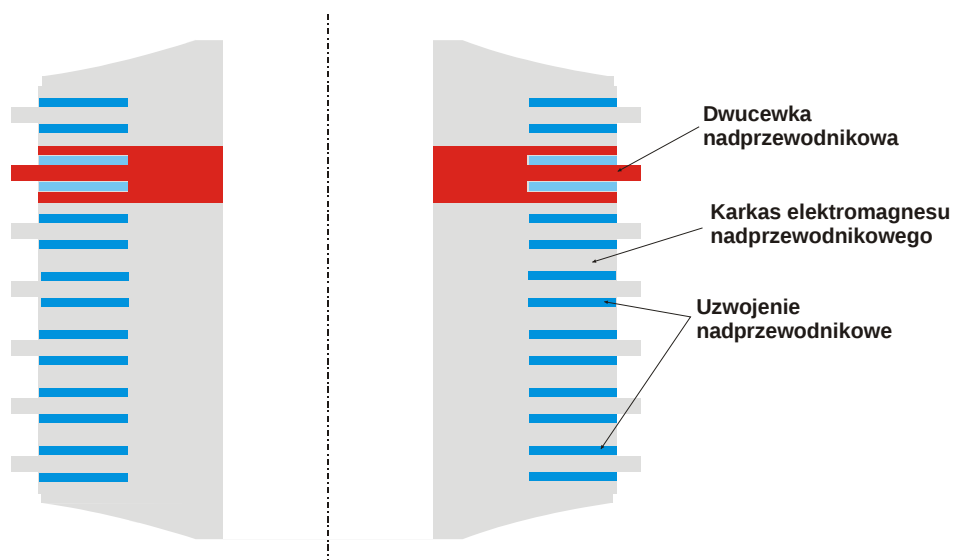
- z punktu widzenia maksymalnego pola magnetycznego optymalny jest elektromagnes z 6 cewkami krążkowymi o promieniu zewnętrznym = 0,18 m z małą odległością pomiędzy cewkami.
- z punktu widzenia prądu krytycznego lepsze są elektromagnesy z maksymalną liczbą cewek krążkowych, a z punktu widzenia indukcji, elektromagnesy z minimalną liczbą cewek krążkowych.
- z punktu widzenia energii SMES-a optymalne są elektromagnesy z 14-15 krążkami z większą odległością pomiędzy nimi.

Na podstawie obliczeń wykonanych z wykorzystaniem modelu numerycznego podjęta została decyzja o konfiguracji elektromagnesu HTS dla SMES-a. Wybrano uzwojenie 14-krążkowe, którego parametry zostały przedstawione w tab. 1.

Tab. 1 Parametry elektromagnesu HTS dla SMES'a

Parametr	Wartość
Promień wewnętrzny elektromagnesu	0,2100 m
Promień zewnętrzny elektromagnesu	0,3100 m
Odległość między cewkami	0.0086 m
Liczba uzwojeń	14
Liczba cewek podwójnych (dwucewek)	7
Wysokość elektromagnesu	0,1910 m
Masa elektromagnesu	45,7 kg
Długość taśmy HTS w uzwojeniu	1621 m
Prąd krytyczny elektromagnesu $I_{c(77K)}$	37,1 A
Energia w temp. 77 K	800 J
Prąd krytyczny elektromagnesu $I_{c(35K)}$	139 A
Energia w temp. 35 K	7360 A
Prąd krytyczny elektromagnesu $I_{c(20K)}$	260 A
Energia w temp. 20 K	25 J

Przekrój zaprojektowanego elektromagnesu dla nadprzewodnikowego zasobnika energii przedstawiono na rysunku 2.



Rys. 2. Przekrój elektromagnesu dla SMES'a

5. BUDOWA ELEKTROMAGNESU NADPRZEWODNIKOWYCH.

Do wykonania uzwojenia poszczególnych cewek została wykorzystana taśma nadprzewodnikowa firmy American Superconductor. Przekrój taśmy pokazany jest na rysunku 3.



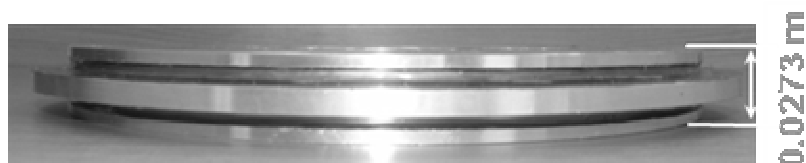
Rys.3 Przekrój poprzeczny taśmy HTS (American Superconductor) dla uzwojeń elektromagnesu nadprzewodnikowego zasobnika energii [2].

Taśma nadprzewodnikowa składa się z włókien z nadprzewodnika Bi-2223 i umieszczonych w matrycy srebrnej. Powierzchnia taśmy jest pokryta stalowym laminatem, co zapewnia jej dobrą wytrzymałość mechaniczną. Każda część uzwojenia elektromagnesu została nawinięta z dostarczonej przez producenta taśmy w odcinkach o długości min. 100 m. Parametry taśmy przedstawiono w tabeli 2.

Tab..2. Parametry taśmy Bi-2223 [2]

Taśma nadprzewodnikowa	<i>HTS High Strength Wire Stainless Steel Laminated</i>	
Nadprzewodnik	Bi-2223 ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$)	
Grubość	mm	0,31
Szerokość	mm	4,2
Min. średnica gięcia	mm	70
Prąd krytyczny	A	115
Temperatura krytyczna	K	77

Przy szeregowym połączeniu cewek, prąd krytyczny I_c cewki o najmniejszej wartości limitować będzie prąd w całym uzwojeniu. Warunki chłodzenia cewek środkowych i skrajnych różnią się oraz prąd krytyczny poszczególnych cewek jest różny. Rozmieszczając cewki o największym prądzie krytycznym w środku elektromagnesu, gdzie warunki chłodzenia są najgorsze, a cewki o najmniejszym prądzie krytycznym na skrajach, uzyskamy największą energię SMES'a.



Rys.4 Podwójne uzwojenie krążkowe (dwucewka)

Jako podstawową izolację uzwojeń zastosowano żywicę epoksydowa oraz materiały polimidowe w postaci folii i taśmy, które wzmacniają konstrukcje uzwojeń oraz pełnią również funkcję izolacji elektrycznej zwojów, cewek i uzwojeń nadprzewodnikowych.

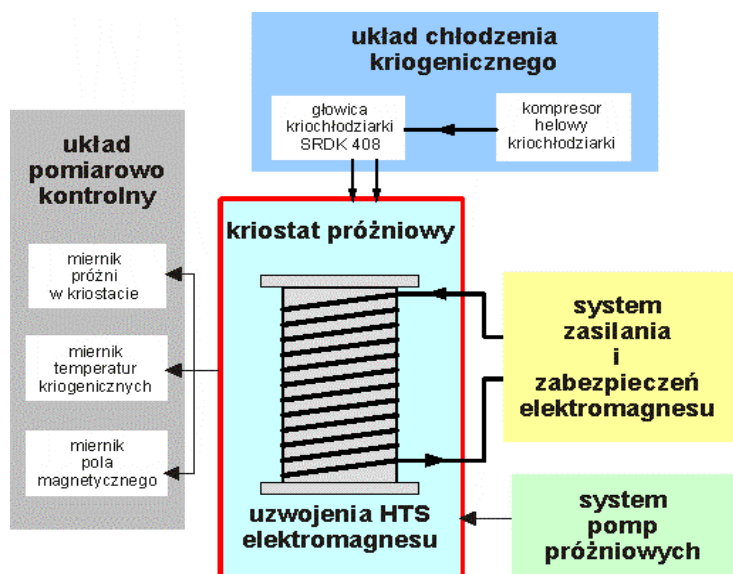


Rys.5 Elektromagnes z uzwojeniem nadprzewodnikowym dla SMES'a

Podczas pracy uzwojenia nadprzewodnikowego w warunkach znamionowych (w stanie nadprzewodzącym) nie jest konieczne stosowanie izolacji elektrycznej uzwojeń elektromagnesu SMES'a ponieważ rezystancja uzwojenia nadprzewodnikowego nie przekracza wartości rzędu $1 \times 10^{-6} \Omega$ i w praktyce jest zbliżona do zera. Jednakże w czasie występowania stanów nieustalonych tzn., w trakcie ładowania i rozładowywania uzwojenia elektromagnesu indukuje się napięcie w uzwojeniu i izolacja elektryczna jest niezbędna.

Dobra izolacja elektryczna jest także konieczna podczas szybkiego kontrolowanego rozładowania zasobnika energii lub w czasie występowania zjawisk związanych z quencem uzwojenia w wyniku zmian wartości i rozkładu pola magnetycznego, kiedy indukują się gwałtownie duże wartości napięcia. Do wykonania izolacji elektrycznej wykorzystano izolację w postaci folii kaptonowej HN film - 25 μ m.

System nadprzewodnikowego elektromagnesu zasobnika energii zawiera układ chłodzenia kriogenicznego, układ zasilania i zabezpieczeń, układ zapewniających izolację próżniową oraz układy kontrolno-pomiarowe (Rys. 4)



Rys.4. Podstawowe elementy systemu elektromagnesu HTS dla SMES'a

Wartości energii zgromadzonej w nadprzewodnikowym uzwojeniu zasobnika zależą od temperatury w której pracuje uzwojenie. Wraz z obniżaniem temperatury pracy elektromagnesu SMES'a zwiększają się możliwości magazynowania energii w urządzeniu. Obniżenie temperatury pracy z 35 K do 20 K potrafią ilość energii możliwej do zmagazynowania w urządzeniu z 7,3 kJ do ok. 25 kJ. Obniżenie temperatury pracy powoduje jednak znaczny wzrost energii którą zużywa układ chłodzenia na utrzymanie urządzenia w niższej temperaturze. Bardzo istotne jest więc określenie optymalnej temperatury pracy SMES'a oraz wyznaczenie parametrów energoelektronicznego układu przekształtnikowego SMES'a zapewniających ekonomiczną eksploatację urządzenia w przemiennoprądowej sieci energetycznej ze źródłami energii dla których jest przeznaczony.

PODZIĘKOWANIA

Opisane w pracy urządzenie zostało zbudowane w ramach realizacji projektu badawczego (KBN) nr.: 4 T10A 004 25.

LITERATURA

1. Kozak S.: *Modelowanie elektrycznych urządzeń nadprzewodnikowych*, Prace Instytutu Elektrotechniki, zeszyt 221, 2005.
2. American Superconductor, <http://www.amsuper.com/>
3. Wojtasiewicz G., Janowski T., Kozak S., Kondratowicz-Kucewicz B., Kozak J., Surdacki P., Glowacki B. A.: *HTS magnet for 7.3 kJ SMES system*, Journal of Physics: Conference Series 43, pp. 821-824, 2006.
4. T. Janowski, B. Kondratowicz-Kucewicz, S. Kozak, M. Majka, : *Bi-2223 Magnet for 25 kJ SMES*, Scientific Papers of the Institute of Electrical Engineering Fundamentals of the Wrocław University of Technology No.46, pp.258-261.
5. M. Majka, T. Janowski, B. Kondratowicz-Kucewicz, S. Kozak, :*Electrical insulation for Bi-2223/Ag Magnet for SMES*, Scientific Papers of the Institute of Electrical Engineering Fundamentals of the Wrocław University of Technology No.46, pp.254-257.

Streszczenie: Wśród najbardziej zaawansowanych technologicznie silnoprządowych urządzeń nadprzewodnikowych znajdują się nadprzewodnikowe zasobniki energii (SMES – Superconducting Magnetic Energy Storage). Prowadzone prace projektowe i badawcze wskazują na możliwości komercyjnych zastosowań tych urządzeń w sieciach energetycznych. Przemysłowa produkcja zasobników nadprzewodnikowych odbywa się na razie jedynie w Stanach Zjednoczonych, natomiast w laboratoriach zachodniej Europy, Japonii, Rosji, Korei i Chin prowadzone są intensywne prace w ramach których budowane są urządzenia eksperymentalne. W pracy przybliżono problematykę nadprzewodnikowych zasobników energii, obejmującą koncepcję i budowę nadprzewodnikowego uzwojenia HTS dla modelu SMES'a, które zostało wykonane z taśmy z nadprzewodnika Bi-2223 w Pracowni Technologii Nadprzewodnikowych w Lublinie.

Słowa kluczowe: uzwojenie nadprzewodnikowe, elektromagnes HTS, nadprzewodnikowy zasobnik energii SMES



MODELOWANIE NUMERYCZNE ELEMENTÓW NADPRZEWODNIKOWYCH

Leszek JAROSZYŃSKI, Dariusz CZERWIŃSKI

Politechnika Lubelska
Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
20-618 Lublin, ul. Nadbystrzycka 38A
l.jaroszynski@pollub.p, d.czerwinski@pollub.pl

Numerical simulation of superconducting elements

Abstract: The number of high temperature superconductor (HTS) applications in various domains of the technology is constantly growing. Even industrial production of superconducting components meets some difficulties concerning an exact prediction of final parameters. Computer simulation seems to be a helpful tool to solve this problem. In this paper numerical simulation has been performed using analog behavioral modeling (ABM) blocks in PSpice and finite difference method (FDM) in Scilab. Results of these numerical analyses have been compared with outcome given by finite element method (FEM).

Keywords: HTS, PSpice, FDM, FEM.

1. WSTĘP

Elementy wykonane z nadprzewodników wysokotemperaturowych (HTS) znajdują coraz więcej zastosowań w wielu dziedzinach techniki. Różnorakie wymagania stawiane tym urządzeniom wymuszają poszukiwanie nowych tanich technologii produkcji. Jednak nawet w przypadku seryjnie wytwarzanych materiałów nadprzewodnikowych często zdarza się, że wiarygodna ocena parametrów konkretnego elementu jest możliwa jedynie na drodze eksperymentu laboratoryjnego. Podstawowe parametry urządzeń nadprzewodnikowych można próbować oceniać przy wykorzystaniu narzędzi analizy numerycznej. Pozwala to na pozyskanie informacji przy stosunkowo niedużym zaangażowaniu zasobów i co najważniejsze w krótkim czasie. Autorzy przedstawili

porównanie wyników: symulacji komputerowej w programie do analizy obwodów elektrycznych (Pspice), obliczeń metodą różnic skończonych (FDM) w otwartym środowisku Scilab i analizy polowej metodą elementów skończonych (FEM) wykonanej za pomocą oprogramowania komercyjnego.

2. CEWKA NADPRZEWODNIKOWA C02-034

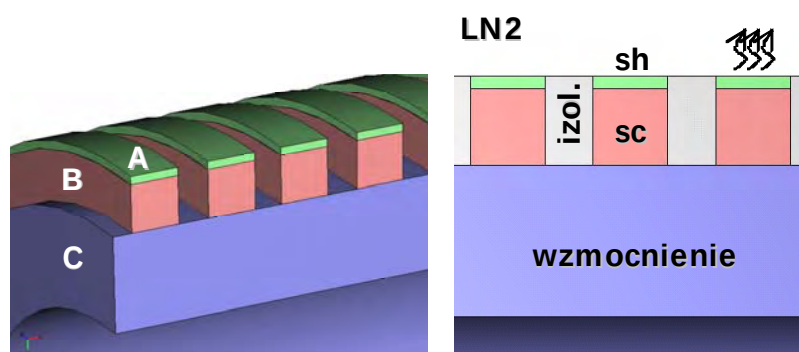
Obiektem symulacji komputerowej była cewka nadprzewodnikowa C02-034 firmy Nexans. Jej fotografię pokazano na rysunku 1.



Rys. 1. Cewka Nexans C02-034

Cewka została wykonana w technologii MCP (melt-cast processing). Podstawowe etapy tej technologii to: topienie składników materiału nadprzewodnikowego (BSCCO 2212), odlewanie odśrodkowe, obróbka cieplna - utlenianie, montaż pierścieni stykowych.

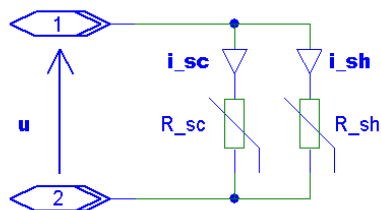
Ze względu na potencjalne zastosowania cewki do konstrukcji rezystancyjnych ograniczników prądów zwarciovych walec nadprzewodnikowy z zestykami dodatkowo został poddany kolejnym etapom obróbki polegającym na: wlutowaniu do cylindra z miedzioniklu (bocznik metaliczny), wklejeniu wewnętrznego wzmocnienia w postaci rury z tworzywa sztucznego, wycinaniu uzwojenia bifilarnego, wypełnianiu przerw międzyzwojowych materiałem izolacyjnym. Przekroje cewki pokazano na rys. 2.



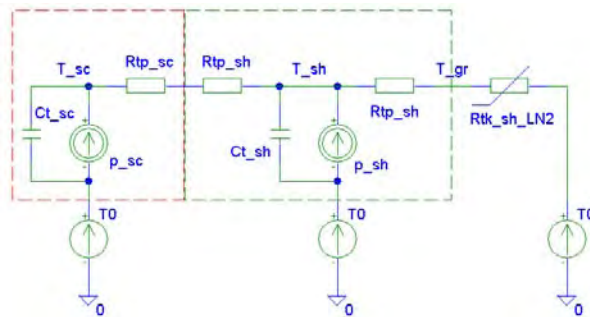
Rys. 2. Przekroje cewki Nexans C02-034: A – bocznik CuNi (shunt), B – HTS (BSCCO 2212), C- wzmocnienie

3. SYMULACJA NUMERYCZNA

Symulacja numeryczna pracy cewki nadprzewodnikowej została przeprowadzona trzema sposobami: metodą analizy obwodów elektrycznych o parametrach skupionych, metodą różnic skończonych oraz metodą elementów skończonych. Elektryczny model obwodowy został przedstawiony na rys. 3. W celu uwzględniania przy tym podejściu zjawisk cieplnych zaproponowano uproszczony schemat zastępczy pokazany na rys. 4. Schemat ten uwzględnia przewodnictwo cieplne materiałów, pojemność cieplną i wymianę ciepła w kąpeli azotowej.



Rys. 3. Schemat zastępczy cewki C02-034 (P Spice)



Rys. 4. Schemat zastępczy obwodu wymiany ciepła

Rezystancja bocznika z miedzioniklu R_{sh} opisana jest wzorem (1) uwzględniającym długość L i efektywny przekrój poprzeczny A_{sh} . Przyjęto, że rezystywność metalu $\rho_{sh}(T)$ jest liniową funkcją temperatury T (2).

$$R_{\text{sh}} = \frac{\rho_{\text{sh}}(T) \cdot L}{A_{\text{sh}}} \quad (1)$$

$$\rho_{\text{sh}}(T) = \rho_0 \frac{T}{T_0} \quad (2)$$

Rezystancja nadprzewodnika R_{sc} opisana jest nieliniową zależnością (3) gdzie uwzględniono przejście do stanu normalnego po przekroczeniu prądu krytycznego I_C . Uwzględnienie rezystancja szcztkowej R_{res} materiału HTS poprawia stabilność obliczeń.

$$R_{sc} = R_{res} + \frac{E_C \cdot L}{I_C^n} |I|^{n-1} \parallel R_{norm} \quad (3)$$

Rezystancja nadprzewodnika w stanie normalnym R_{norm} opisana jest zależnościami (4) i (5).

$$R_{norm} = \frac{\rho_{norm}(T) \cdot l}{A_{sc}} \quad (4)$$

$$\rho_{norm}(T) = \rho_0 \cdot \frac{T}{T_0} \quad (5)$$

Przyjęto, że prąd krytyczny I_C jest liniową funkcją temperatury T w zakresie poniżej temperatury krytycznej T_C (6).

$$I_C = I_{C0} \left(\frac{T_C - T}{T_C - T_0} \right) \quad (6)$$

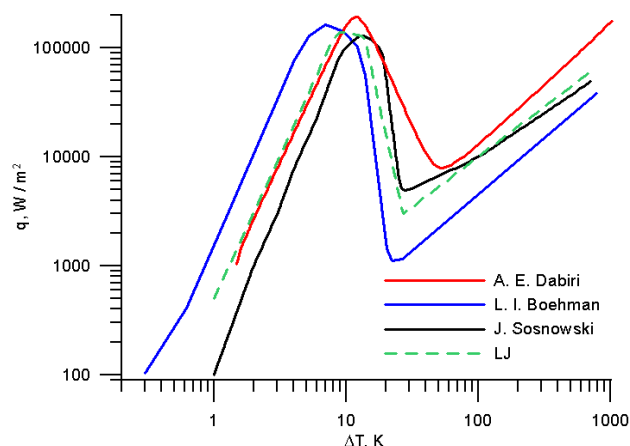
Temperatura materiału nadprzewodnikowego T_{sc} wynika z jego pojemności cieplnej C_{Tsc} , ciepła generowanego przez przepływający prąd i przewodzenia ciepła w kierunku powierzchni cewki z uwzględnieniem rezystancji termicznej materiału nadprzewodnikowego R_{Tpsc} i bocznika R_{Tpsh} (7).

$$T_{sc} = T_0 + \frac{1}{C_{Tsc}} \int_{t_0}^{t_1} \left(u \cdot i - \frac{T_{sc} - T_{sh}}{R_{Tpsc} + R_{Tpsh}} \right) dt \quad (7)$$

Temperaturę bocznika T_{sh} określono na podstawie analogicznych zjawisk z uwzględnieniem wymiany ciepła w kąpeli azotowej opisanej za pomocą zastępczej rezystancji termicznej R_{Tk} (8).

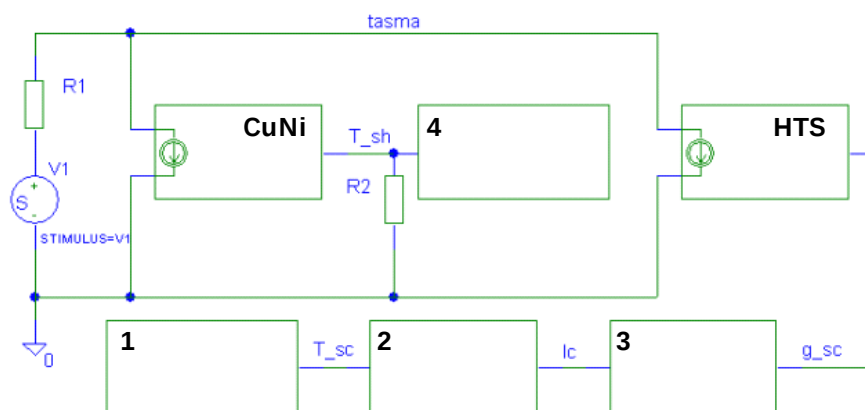
$$T_{sh} = T_0 + \frac{1}{C_{Tsh}} \int_{t_0}^{t_1} \left(u \cdot i - \frac{T_{sh} - T_{sc}}{R_{Tpsc} + R_{Tpsh}} - \frac{T_{sh} - T_0}{R_{Tpsh} + R_{Tk}} \right) dt \quad (8)$$

Pewnym problemem okazało się wiarygodne opisanie procesu chłodzenia powierzchni bocznej cewki przez ciekły azot. Znanych jest kilka prac dotyczących między innymi tego zagadnienia [1, 3, 4]. Jednak podane przez naukowców wyniki różnią się nawet o rząd wielkości co obrazuje rys. 5. Autorzy tego artykułu zdecydowali się na przyjęcie pewnej "uśrednionej" funkcji nieliniowej opisującej wymianę ciepła pomiędzy metalem i ciekłym azotem (rys. 5, krzywa 'LJ').



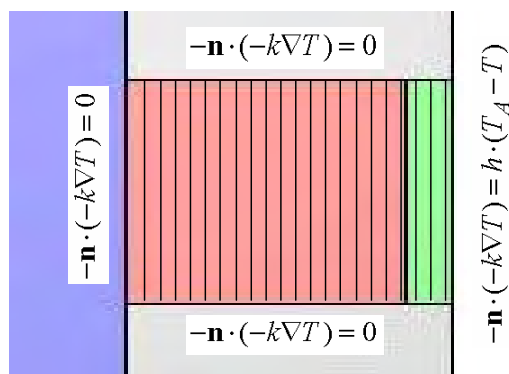
Rys. 5. Wymiana ciepła pomiędzy metalem i ciekłym azotem

Analizę obwodową pracy cewki przeprowadzono ostatecznie z użyciem bloków modelowania analogowego ABM pozwalających na opis dowolnych funkcji użytkownika (rys. 6).



Rys. 6. Schemat ABM cewki C02-034: 1, 2, 3, 4 - sterowane źródła napięcia, CuNi - źródło prądu sterowane napięciowo, HTS - źródło prądu sterowane napięciowo.

Analizę rozpatrywanego zagadnienia przy pomocy metody różnic skończonych obrazuje rys. 7. Pokazano na nim możliwość sprowadzenia problemu do zagadnienia jednowymiarowego oraz przyjęte warunki brzegowe.



Rys. 7. Dyskretyzacja obszaru i warunki brzegowe dla FDM

Równanie (9) opisuje modelowane zjawiska cieplne uwzględniające kumulację i przewodzenie. Źródłem ciepła Q jest przepływający przez materiały uzwojenia prąd. Właściwości elektryczne opisane są zależnościami analogicznymi do przedstawionych dla modelu obwodowego.

$$\rho_m \cdot c \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (-k \nabla T) = Q \quad (9)$$

Analizę numeryczną FDM przeprowadzono przy pomocy środowiska obliczeniowego Scilab. Fragment kodu źródłowego skryptu realizujący jeden krok obliczeń metody różnic skończonych dla pojedynczego węzła pokazano w formie listingu 1.

Listing 1. Fragment kodu źródłowego skryptu Scilab

```
if i == 1 then
    // element skrajny lewy, brak wymiany ciepła
    T(i, n+1) = T(i, n) + F(i) * (T(i+1, n) - T(i, n)) + q(i, n);
elseif i == I then
    // element skrajny prawy, wymiana ciepła do LN2
    T(i, n+1) = T(i, n) + F(i) * (T(i-1, n) - T(i, n) -
        dx / k(i) * q_th(T(i, n) - Ta)) + q(i, n);
elseif i == gr then
    // element graniczny, ciągłość strumienia
    T(i, n+1) = T(i, n) + 2*c1 / (c1 + c2) * (-F(i) * (T(i, n) - T(i-1, n)) +
        F(i) / k1 * k2 * (T(i+1, n) - T(i, n))) + q(i, n) * 2 * c1 / (c1 + c2);
else
    // inne elementy, wymiana ciepła tylko na drodze przewodnictwa
    T(i, n+1) = T(i, n) + F(i) * (T(i-1, n) - 2 * T(i, n) + T(i+1, n)) +
        q(i, n);
end
```

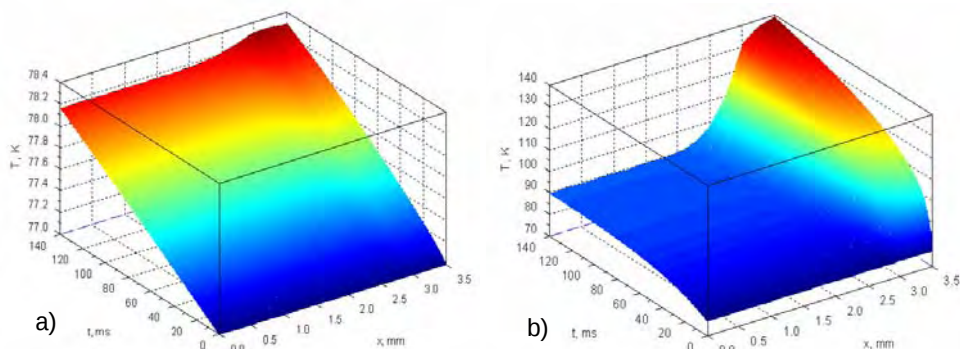
W tablicy 1 zebrano wszystkie parametry materiałowe wykorzystywane podczas analizy numerycznej.

Tab. 1. Parametry symulacji komputerowej [1, 2]

Prąd krytyczny cewki I_C (77 K)	125 A	Szerokość zwoju cewki z	2,5 mm
Temperatura krytyczna nadprzewodnika T_C	90 K	Przewodność cieplna nadprzewodnika λ_{sc}	4,7 W/(m K)
Przekrój poprzeczny nadprzewodnika A_{sc}	7,5 mm ²	Ciepło właściwe nadprzewodnika c_{pvsc}	4,15 · 10 ⁶ J/(m ³ K)
Przekrój poprzeczny bocznika A_{sh}	1,25 mm ²	Przewodność cieplna miedzioniklu λ_{sh}	18 W/(m K)
Długość uzwojenia cewki L	5,4 m	Ciepło właściwe miedzioniklu c_{pvsh}	10,26 · 10 ⁴ J/(m ³ K)
Krytyczna wartość natężenia pola elektr. E_C	10 ⁻⁴ V/m	Temperatura kąpieli azotowej T_0	77 K
Wykładnik potęgowy n_0 (77 K)	12		
Rezystywność szczątkowa nadprzewodnika ρ_{res}	2 · 10 ⁻¹² Ωm		
Rezystywność nadprzewodnika w stanie normalnym ρ_{norm} (77 K)	10 ⁻⁴ Ωm		
Rezystywność miedzioniklu ρ_{sh} (77 K)	45,6 · 10 ⁻⁸ Ωm		

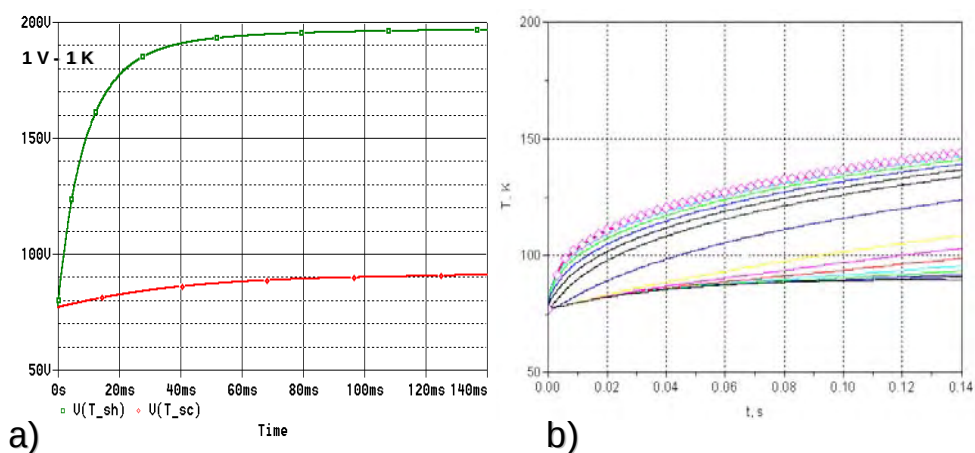
4. WYNIKI ANALIZY NUMERYCZNEJ

Na rysunku 8 przedstawiono wybrane wyniki analizy FDM uzyskane dla dwóch różnych prądów przekraczających wartość krytyczną prądu cewki I_C .



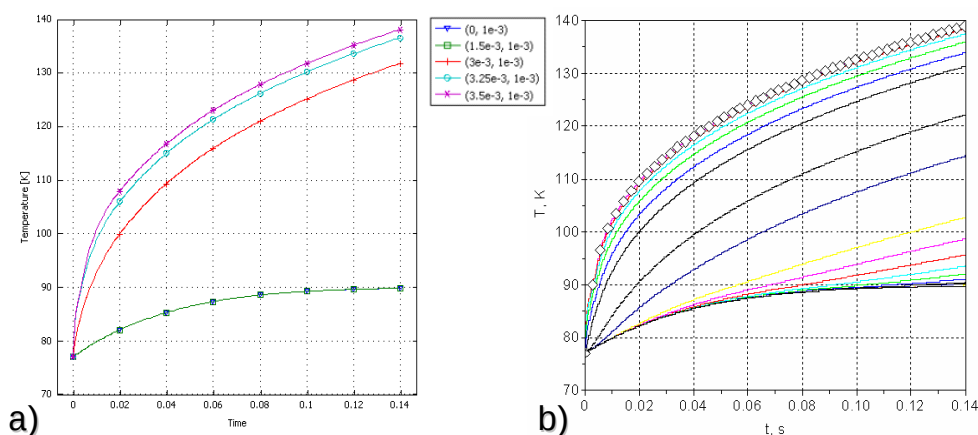
Rys. 8. Wyniki FDM - temperatura uzwojenia: a) $I_0 = 280$ A, b) $I_0 = 430$ A

Na rysunku 9 dokonano porównania rezultatów uzyskanych na drodze analizy obwodowej oraz FDM. Porównanie wskazuje wyraźnie na brak wiarygodności wyników uzyskanych przy analizie tego zagadnienia elektrotermicznego w postaci obwodu o parametrach skupionych. Rozbieżność jest szczególnie widoczna dla bocznika wykonanego z miedzioniklu w przypadku prądu obciążenia $I_0 = 430$ A.



Rys. 9. Temperatura elementów uzwojenia ($I_0 = 430$ A):
a) model obwodowy, b) FDM

Na rysunku 10 porównano wyniki analizy zagadnienia dwuwymiarowego FEM i jednowymiarowego FDM. Tym razem porównanie wskazuje poprawność założeń upraszczających przyjętych podczas obliczeń metodą różnic skończonych.



Rys. 10. Temperatura elementów uzwojenia ($I_0 = 430$ A):
a) FEM, b) FDM

3. WNIOSKI

Obliczenia zagadnień sprzężonych metodami analizy obwodów elektrycznych mogą dawać poprawne rezultaty [5]. Jednak obwód zastępczy o parametrach skupionych dla zjawisk elektrotermicznych pozwala na uzyskanie wiarygodnych wyników tylko w przypadku konstrukcji z materiałów homogenicznych lub w sytuacji gdy różnice temperatur są pomijalne. Stosowanie tej uproszczonej metody do zagadnień nieliniowych przy jednoczesnym wystąpieniu dużego gradientu temperatury prowadzi do znacznych nieścisłości.

Przy odpowiedniej dyskretyzacji rozpatrywanego obszaru i właściwym doborze kroku całkowania metoda różnic skończonych generuje stabilne i dokładne w sensie tej metody rozwiązania równań różniczkowych cząstkowych. Nawet najprostsza odmiana tej metody (schemat jawny "w przód" dla czasu i "centralny" dla przestrzeni) pozwala na uzyskanie zadowalających efektów. Wyniki rozwiązania przedstawionego w artykule zagadnienia jednowymiarowego uzyskane tą metodą pokrywają się w pełni z rezultatami wygenerowanymi za pomocą komercyjnego pakietu obliczeniowego FEM.

Jak wynika z przeprowadzonych obliczeń ale także i z pewnych nie zaprezentowanych tutaj doświadczeń wyniesionych z laboratorium, przeciążenie cewki HTS wykonanej w technologii MCP z boczniakiem metalowym w krótkim czasie prowadzi do uszkodzenia połączenia lutowanego pomiędzy nadprzewodnikiem i boczniakiem, a w konsekwencji do stopienia miedzioniklu. Najprawdopodobniej to jakość wykonania złącza pomiędzy materiałem nadprzewodnikowym i miedzionikiem wpływa dramatycznie na odporność przeciążeniową rzeczywistej cewki. Jakakolwiek wada tego połączenia narusza warunki chłodzenia nadprzewodnika i bocznikowania prądu co w konsekwencji prowadzi do przeciążenia bocznika.

Dodatkowo można zauważyć, że Scilab – darmowe także do użytku komercyjnego środowisko obliczeniowe – pozwala na sprawne rozwiązywanie różnorodnych numerycznych zagadnień naukowych i efektowną wizualizację wyników.

LITERATURA

- [1] S. Kozak, Numerical model of superconducting FCL, *Przegląd Elektrotechniczny*, vol. LXXX, No. 11/2004
- [2] J. Bock, F. Breuer, H. Walter, S. Elschner, M. Kleimaier, R. Kreutz, M. Noe, CURL 10: Development and field-test of a 10 kV/10 MVA resistive current limiter based on bulk MCP-BSCCO 2212, *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, Vol. 15, Issue 2, June 2005
- [3] L. I. Boehman, Cryogenic liquid heat transfer analysis, *Aerospace Structures Information and Analysis Center, Report No. 187.1A*, August 1987
- [4] E. Dabiri, Liquid Nitrogen Cooling Considerations of the Compact Ignition Tokamak, *Oak Ridge National Laboratory Report No. ORNL/FEDC-85/10*, October 1986
- [5] L. Jaroszyński, D. Czerwiński, Symulacja komputerowa materiałów HTS z użyciem PSpice, *VII Seminarium "Zastosowania Nadprzewodników ZN-7"*, 1-3.06.2006, Kazimierz Dolny

Streszczenie: Nawet w przypadku seryjnie wytwarzanych materiałów nadprzewodnikowych często zdarza się, że wiarygodna ocena parametrów konkretnego elementu jest możliwa jedynie na drodze eksperymentu laboratoryjnego. Jednak podstawowe parametry urządzeń nadprzewodnikowych można stosunkowo łatwo i szybko oceniać przy wykorzystaniu analizy numerycznej. Autorzy przedstawili porównanie wyników: symulacji komputerowej w programie do analizy obwodów elektrycznych (PSpice), obliczeń metodą różnic skończonych (FDM) w środowisku Scilab i analizy polowej metodą elementów skończonych (FEM).

Słowa kluczowe: nadprzewodniki wysokotemperaturowe, PSpice, metoda różnic skończonych, metoda elementów skończonych.



ANALIZA NUMERYCZNA POLA ELEKTROMAGNETYCZNEGO W PRZEPUSTACH PRĄDOWYCH HTS Z UWZGLĘDNIENIEM ZJAWISKA HISTEREZY

Dariusz CZERWIŃSKI, Leszek JAROSZYŃSKI

Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
20-618 Lublin, ul. Nadbystrzycka 38A, d.czerwinski@pollub.pl

*Numerical analysis of electromagnetic field in HTS power leads
with hysteresis consideration*

Abstract: Modern superconducting devices have many parts built of high temperature superconductors. Numerical model of magnetic hysteresis in HTS superconductors can greatly improve the analysis of phenomena in superconductors and superconducting devices. The authors present results of numerical calculations of electromagnetic field in HTS power leads, considering magnetic hysteresis in high temperature superconductors.

Keywords: AC power losses, high temperature superconductors, FEM modeling

1. WSTĘP

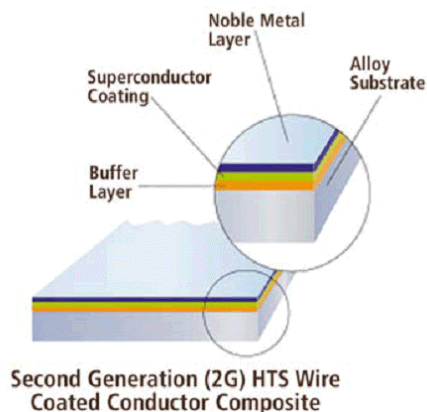
Nowoczesne urządzenia nadprzewodnikowe posiadają wiele części zbudowanych z nadprzewodników wysokotemperaturowych. Nadprzewodniki HTS oraz matryce są częściowo przenikane przez zewnętrzny strumień magnetyczny. W stanie mieszanym nadprzewodnika HTS, wiry strumienia magnetycznego są unieruchomione i przyczepione do pewnych miejsc zwanych centrami kotwiczenia. Prąd transportu oraz zewnętrzne pole magnetyczne są decydującymi czynnikami ruchu wirów strumienia magnetycznego.

Analiza pola elektromagnetycznego w czasie pracy urządzenia nadprzewodnikowego pozwoliłaby na pełniejsze zrozumienie fizycznych zjawisk zachodzących w przepustach prądowych HTS. Ponad to możliwe by było określenie zmiennoprądowych strat mocy przy przepływie prądu przemiennego przez przepust.

2. TAŚMY NADPRZEWODNIKOWE 2G

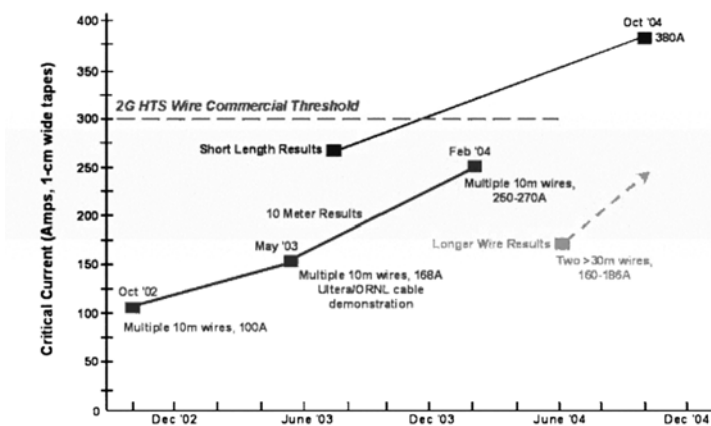
Największe zastosowanie w konstrukcji urządzeń nadprzewodnikowych mają taśmy nadprzewodnikowe, które najczęściej wykorzystywane są przy budowie uzwojeń. [1]

Taśma nadprzewodnikowa składa się zazwyczaj z metalowej matrycy, w której umieszczone są włókna nadprzewodnika wysokotemperaturowego. Obecnie produkowane są taśmy tak zwanej drugiej generacji (2G), które to mają napyloną warstwę nadprzewodnika HTS na podłożu metalicznym (rys.1).



Rys.1. Taśma wykonana z nadprzewodnika wysokotemperaturowego HTS

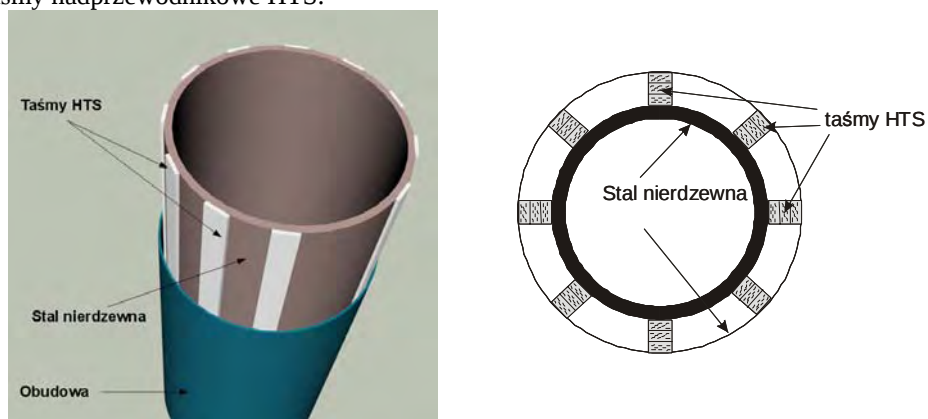
Początkowo taśmy na bazie nadprzewodników HTS nie posiadały tak dobrych parametrów pracy jak taśmy LTS. Sytuacja ta jednak się ostatnimi laty zmieniła. Wraz z rozwojem technologii produkcji nadprzewodników HTS powstały taśmy, których parametry krytyczne nie odbiegają od tych produkowanych na bazie nadprzewodników niskotemperaturowych (rys. 2.).



Rys.2. Rozwój taśm HTS produkowanych przez AMSC [1]

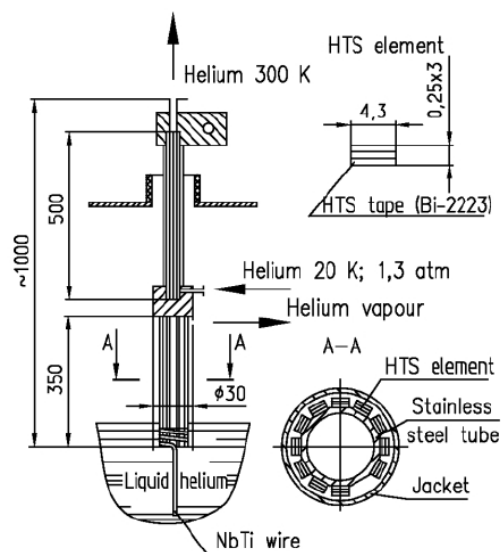
3. PRZEPUSTY PRĄDOWE WYKONANE Z TAŚM HTS

Przepusty prądowe to element dostarczający energię elektryczną do urządzeń nadprzewodnikowych. Przepusty można podzielić na konwencjonalne, wykonane w całości z miedzi oraz przepusty nadprzewodnikowe, wykonane w części z materiału nadprzewodnikowego. Często można również spotkać konstrukcję przepustu opartą o taśmy nadprzewodnikowe HTS.



Rys.3. Przepusty prądowe wykonane na bazie taśm nadprzewodnikowych HTS

Przykładowa konstrukcja takiego przepustu została przedstawiona na rysunku 3.

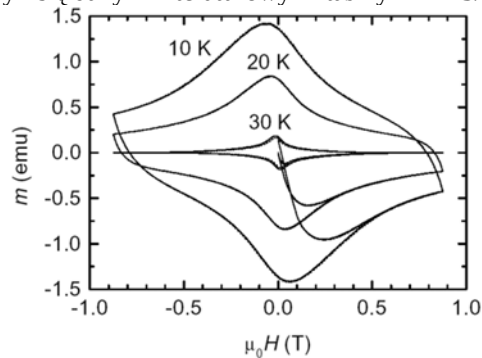


Rys.4. Przepusty prądowe wykonane z taśm Bi 2223 [2]

Występują również praktyczne rozwiązania przepustów wykonanych z taśm nadprzewodnikowych HTS. Jedno z takich rozwiązań oparte o taśmy Bi 2223 zostało przedstawione na rysunku 4.

3.1. Histereza magnetyczna w nadprzewodnikach HTS

Histereza magnetyczna w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych została uwzględniona nie w postaci pętli histerezy, ale w postaci pierwotnej krzywej magnesowania. Ponieważ autorzy nie dysponowali danymi pochodzącymi z pomiarów laboratoryjnych posłużyli się danymi literaturowymi taśmy Bi2223/Ag. [3]

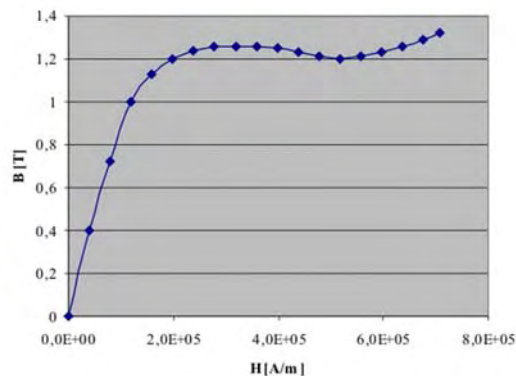


Rys.5. Rodzina pętli dla taśmy nadprzewodnikowej Bi2223/Ag w różnych temperaturach pracy [3]

Na bazie danych pętli histerezy taśmy pracującej w temperaturze 10K została otrzymana krzywa reprezentująca pierwotną krzywą magnesowania. Uwzględniając zależność (1)

$$H = \frac{B}{\mu_0} - M \quad (1)$$

otrzymano pierwotną krzywą magnesowania dla taśmy HTS (rys. 6.). [4]

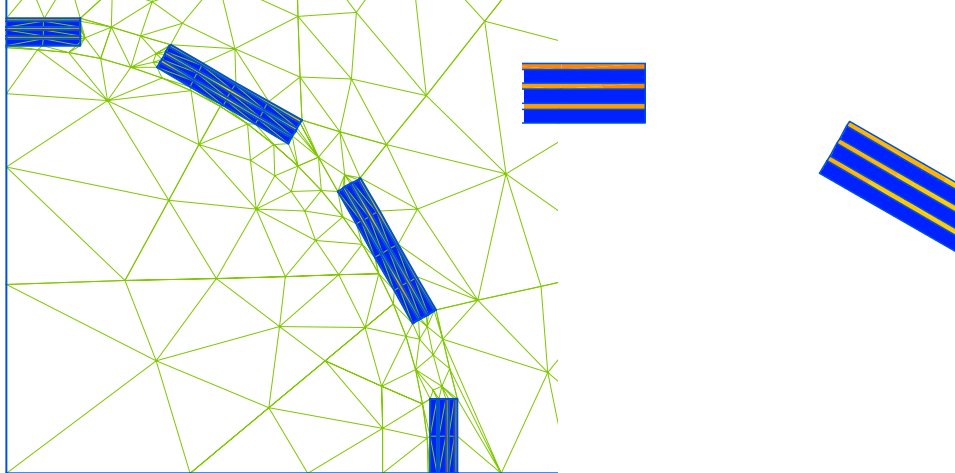


Rys.6. Pierwotna krzywa magnesowania dla taśmy nadprzewodnikowej Bi2223/Ag

3. PRZEPUSTY Z TAŚM HTS – SYMULACJA NUMERYCZNA

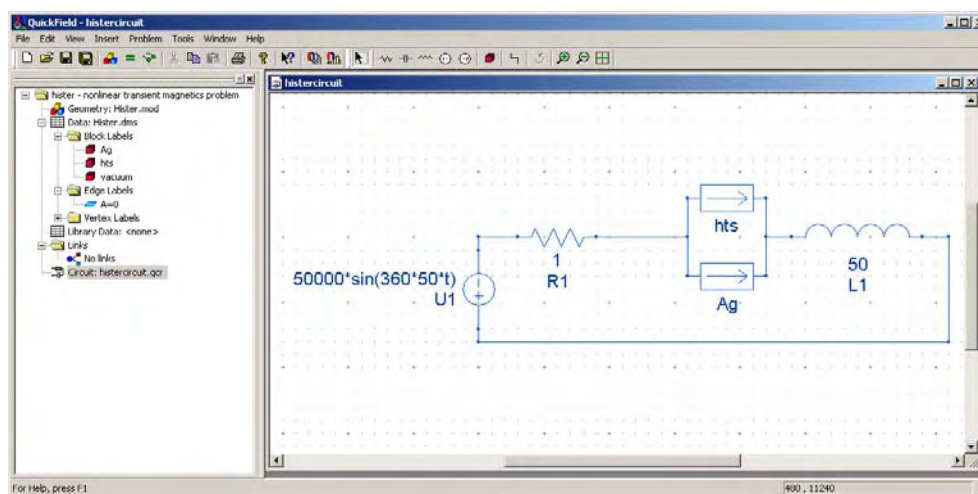
Skonstruowany został model obliczeniowy przepustu prądowego wykonanego z taśm HTS. Model ten został oparty na geometrii przepustu przedstawionego na rysunku 4.

Taśmy zostały zamodelowane w postaci jednorodnych bloków składających się w części ze srebra a w części z nadprzewodnika Bi 2223.



Rys.6. Model numeryczny przepustu z taśm HTS z wygenerowaną siatką elementów trójkątnych

Model obliczeniowy wraz z wygenerowaną siatką elementów skończonych został przedstawiony na rysunku 6. Model polowy został połączony z modelem obwodowym przepustu prądowego. Obwód został zasilony napięciem sinusoidalnym o częstotliwości 50 Hz (rysunek 7).

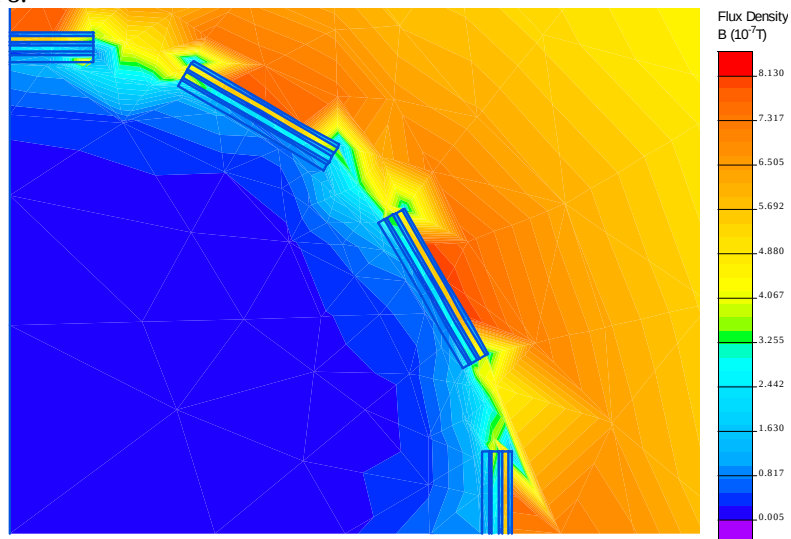


Rys.7. Model obwodowy przepustu prądowego

3. WYNIKI SYMULACJI NUMERYCZNEJ

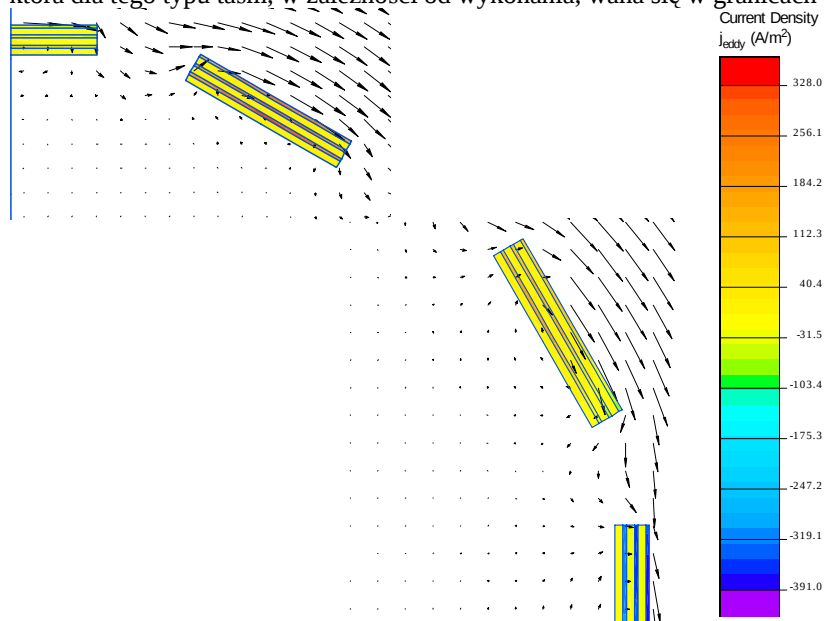
W modelu obliczeniowym przez przepust prądowy przepływa prąd o wartości znamionowej równej 60 A. Dookoła przepustu powstaje pole magnetyczne własne.

Rozkład indukcji magnetycznej w otoczeniu przepustu został przedstawiony na rysunku 8.



Rys.8. Rozkład indukcji magnetycznej w modelu

Pole magnetyczne częściowo wnika w wierzchnie warstwy taśm, z których wykonany jest przepust. Wartość indukcji jest znacznie mniejsza od wartości indukcji krytycznej, która dla tego typu taśm, w zależności od wykonania, waha się w granicach 16-30 T. [3]

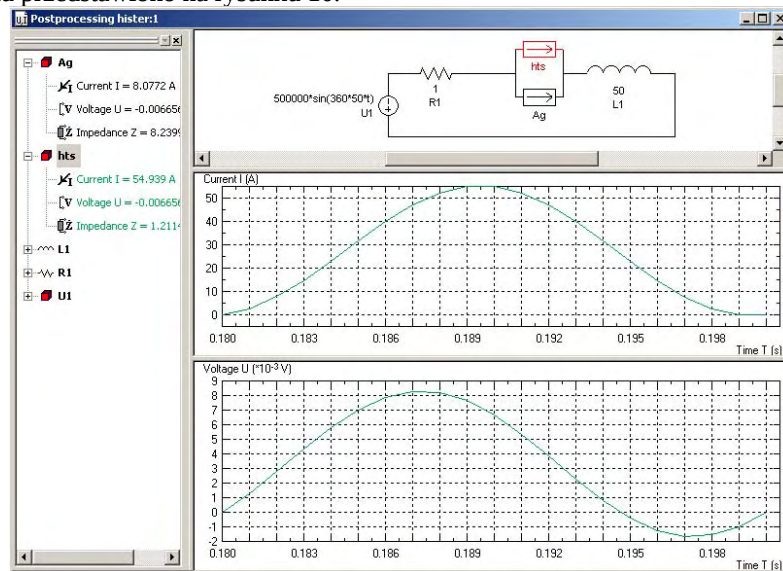


Rys.9. Rozkład gęstości prądów wirowych w przepuscie

Rozkład gęstości prądów wirowych w przepuscie został przedstawiony na rysunku 9.

W zależności od chwili czasowej każda część przepustu jest inaczej obciążana ciepłnie przez indukujące się prądy wirowe.

Pomimo uwzględnienia nieliniowej pierwotnej krzywej magnesowania przepust nie wprowadza do układu zniekształceń napięcia i prądu. Przebiegi czasowe napięcia i prądu przepustu przedstawiono na rysunku 10.



Rys.10. Przebiegi chwilowe prądu i napięcia w przepuście

3. WNIOSKI

Ruch wirów jest główną przyczyną powstawania zjawiska histerezy magnetycznej w nadprzewodnikach HTS.

Straty histerezyowe stanowią większą część strat zmiennoprądowych w nadprzewodnikach HTS.

Możliwe jest opracowanie modelu numerycznego przepustu prądowego zbudowanego na bazie nadprzewodników HTS.

Znajomość pierwotnej krzywej magnesowania i jej poprawne odwzorowanie jest kluczowym czynnikiem wpływającym na poprawność rozwiązania.

LITERATURA

- [1] Applied Superconductivity Center, <http://www.asc.wisc.edu>, 2006
- [2] I. Bogdanov, S. Kozub, K. Myznikov, P. Slabodchikov, V. Sychev, V. Sytnik, L. Vassiliev, V. Zubko, I. Akimov, N. Gryaznov, D. Rakov, A. Shikov, *Application of HTS Bi-2223 for current leads of superconducting magnets*, Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria
- [3] I. Kušević, E. Babić, D. Marinaro, S. X. Dou, R. Weinstein, *Critical currents and vortex pinning in U/n treated Bi2223/Ag tapes*, Physica C 408-410, 2004, pp. 524-525
- [4] Mayergoz I.D., *Mathematical models of hysteresis*, Springer-Verlag, New York 1991



LISTA UCZESTNIKÓW

1. Aleksandra Baron-Wiecheć, aleksandra.baron@polsl.pl
Politechnika Śląska, Wydział Mechaniczny Technologiczny,
Instytut Materiałów Inżynierskich i Biomedycznych
2. Antoni Cieśla, aciesla@agh.edu.pl
Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Katedra Elektrotechniki
3. Marian Ciszek, m.ciszek@int.pan.wroc.pl
Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław
4. Dariusz Czerwiński, d.czerwinski@pollub.pl
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii,
CoE ASPPECT Lublin
5. Renata (Gałat) Jaroszyńska, r.galat@pollub.pl
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii,
CoE ASPPECT Lublin
6. Daniel Gajda, dangajda@op.pl
Międzynarod. Laborat. Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur, Wrocław
7. Bartłomiej A. Głowacki, bag10@cam.ac.uk
University of Cambridge, UK
8. Bogusław Grzesik, boguslaw.grzesik@polsl.pl
Politechnika Śląska, Katedra Energoelektroniki, Napędu Elektrycznego i Robotyki,
9. Tadeusz Janowski, t.janowski@pollub.pl
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii,
Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych Instytutu Elektrotechniki, Warszawa,
CoE ASPPECT Lublin
10. Leszek Jaroszyński, l.jaroszynski@pollub.pl
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii,
CoE ASPPECT Lublin
11. Maciej Kamiński, kaminsky@phys.put.poznan.pl
Instytut Fizyki, Wydział Fizyki Technicznej Politechniki Poznańskiej
12. Anna Kario, kario@knf.pw.edu.pl
Instytut Wysokich Ciśnień PAN „Unipress”, Warszawa

13. Anna Kisiel, anna.kisiel@pwr.wroc.pl
Politechnika Wrocławska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
14. Beata Kondratowicz-Kucewicz, b.kondratowicz-kucewicz@iel.waw.pl
Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych Instytutu Elektrotechniki, Warszawa,
CoE ASPPECT Lublin
15. Ewa Korzeniewska, ewakorz@matel.p.lodz.pl
Politechnika Łódzka, Zakład Materiałoznawstwa i Elektrotechnologii
16. Janusz Kozak,
Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych Instytutu Elektrotechniki, Warszawa,
CoE ASPPECT Lublin
17. Sławomir Kozak, s.kozak@iel.waw.pl
Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych Instytutu Elektrotechniki, Warszawa,
CoE ASPPECT Lublin
18. Wojciech Kraszewski, kraszan@ds14.agh.edu.pl
Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Katedra Elektrotechniki
19. Tomasz Łada, tom@unipress.waw.pl
Instytut Wysokich Ciśnień PAN „Unipress”, Warszawa
20. Michał Łanczont, m.lanczont@pollub.pl
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii,
CoE ASPPECT Lublin
21. Marcin Lebioda, marcleb@matel.p.lodz.pl
Politechnika Łódzka, Zakład Materiałoznawstwa i Elektrotechnologii
22. Michał Majka, m.majka@iel.waw.pl
Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych Instytutu Elektrotechniki, Warszawa,
CoE ASPPECT Lublin
23. Andrzej Morawski, amor@unipress.waw.pl
Instytut Wysokich Ciśnień PAN „Unipress”, Warszawa
24. Michał Mosiądz, dc.standarts@gum.gov.pl
Główny Urząd Miar, Warszawa
25. Karen Oganisian, k.oganisian@int.pan.wroc.pl
Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław
26. Marcin Orzepowski, dc.standarts@gum.gov.pl
Główny Urząd Miar, Warszawa
27. Roman Puźniak, puzni@ifpan.edu.pl
Instytut Fizyki, Polska Akademia Nauk, Warszawa
28. Krzysztof Rogacki, rogacki@int.pan.wroc.pl
Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław
29. Jacek Rymaszewski, jacekrym@matel.p.lodz.pl
Politechnika Łódzka, Zakład Materiałoznawstwa i Elektrotechnologii
30. Mikołaj Skowron, mskowron@agh.edu.pl
Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Katedra Elektrotechniki
31. Jacek Sosnowski, sosnow@iel.waw.pl
Instytut Elektrotechniki, Warszawa

32. Mariusz Stępień, mariusz.stepien@polsl.pl
Politechnika Śląska, Katedra Energoelektroniki, Napędu Elektrycznego i Robotyki,
33. Henryka D. Stryczewska, h.stryczewska@pollub.pl,
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii,
CoE ASPPECT Lublin
34. Paweł Surdacki, p.surdacki@pollub.pl
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii,
CoE ASPPECT Lublin
35. Grzegorz Wojtasiewicz, g.wojtasiewicz@iel.waw.pl
Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych Instytutu Elektrotechniki, Warszawa,
CoE ASPPECT Lublin
36. Wiesław Marek Woch, wmwoch@agh.edu.pl
Zakład Fizyki Ciała Stałego, Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej,
Akademia Górniczo – Hutnicza, Kraków
37. Andrzej Zaleski, a.zaleski@int.pan.wroc.pl
Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław

Dyplomanci i członkowie Koła Naukowego Politechniki Lubelskiej

38. Krzysztof Janus, kristis@o2.pl
39. Grzegorz Woźniak, mcgregor@op.pl
40. Piotr Tysko, untouchable@vp.pl
41. Arkadiusz Zgrajek, akwz@o2.pl
42. Mariusz Woźniak, co.nic@wp.pl
43. Łukasz Panek, lukpank@wp.pl
44. Marcin Łoziński, bodzio507@o2.pl
45. Edward Rachański, eddekr@wp.pl
46. Paweł Gorzel, pafcios7@wp.pl
47. Paweł Strug
48. Krzysztof Krakowiak

